

Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES

Thomas Bretz

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
1.1	Physikalische Motivation	5
1.2	Experimentelle Anforderungen	6
1.3	HADES-Aufbau	8
1.4	Spektrometerauflösung	10
1.4.1	Massenbestimmung	10
1.4.2	Impulsbestimmung	11
1.4.3	Impulsauflösung	12
1.5	Zusammenfassung	15
2	Die Wahl des Magneten	17
2.1	Anforderungen an den Magneten	18
2.2	Gegenüberstellung Solenoid vs. Toroid	20
2.2.1	Feldgeometrie	21
2.2.2	HADES-spezifische Modifikationen	21
2.2.3	Zusammenfassung	23
2.3	Supraleitend oder normalleitend?	24
3	Eigenschaften des HADES-Magneten	25
3.1	Aufbau des Magneten	25
3.2	Konsequenzen der Spulengeometrie	29
3.3	An den Spulen auftretende Feldkräfte	34
4	Inbetriebnahme (Terminplan)	37
5	Feldmessung	39
5.1	Anforderungen	39
5.2	Versuchsaufbau	39
5.3	Justierung	43
5.4	Durchführung	46
6	Meßdatenauswertung	49
6.0	Vorbemerkungen	49
6.1	Mathematische Korrekturen	52
6.1.1	Korrektur der Justierung der Einheit zur Positionsbestimmung	52
6.1.2	Absolutkalibrierung der Daten	54
6.1.3	Korrektur der Sondenjustierung	59

6.2	Vergleich mit der simulierten Feldkarte	62
6.2.1	Vergleich der einzelnen Meßpunkte	63
6.2.2	Vergleich ganzer Meßreihen (r, z konstant)	63
6.2.3	Diskussion der Abweichungen	66
6.2.4	Zusammenfassung	74
6.3	Messungen, welche die Feldkarte nicht betreffen	74
6.3.1	Erdfeld und Restfeld der Umgebung	77
6.3.2	Ein- und Ausschalten des Feldes	77
6.3.3	Schnellabschaltung nach Umpolen (<i>Quasi-Quench</i>)	77
7	Zusammenfassung	83
7.1	Motivation für den Entwurf des Spektrometernagneten	83
7.2	Schlußfolgerungen aus den Feldmessungen	83
A	Darstellung der Meßergebnisse	85
A.1	Messungen ohne Mainframe	85
A.1.1	Messungen zur Überprüfung der Kreisgeometrie ($\rho(\phi)$)	85
A.1.2	Komplette Meßreihen (r, z konstant)	91
A.1.3	Meßreihen (r, z konstant, nur ein Sektor)	102
A.1.4	Relative Abweichungen für die kompletten Meßreihen (r, z konstant) .	111
A.2	Messungen mit Mainframe	120
A.2.1	Messungen zur Überprüfung der Kreisgeometrie ($\rho(\phi)$)	120
A.2.2	Komplette Meßreihen (r, z konstant)	125
A.2.3	Meßreihen (r, z konstant, nur ein Sektor)	134
A.2.4	Relative Abweichungen für die kompletten Meßreihen (r, z konstant) .	141

Diese Arbeit ist so aufgebaut, daß einzelne Kapitel und Abschnitte weitgehend unabhängig voneinander gelesen werden können. Dies führt zwangsweise zu Wiederholungen, wofür ich den geneigten Leser um Verständnis bitte.

1 Einführung

Zur Zeit wird am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ein neues Elektronenpaarspektrometer HADES (**H**igh **A**cceptance **D**ielectron **S**pectrometer) aufgebaut. Das Spektrometer zeichnet sich durch große Raumwinkel im invarianten Massenbereich bis zu $1\frac{GeV}{c^2}$ sowie hohe Impulsauflösung für Elektronen und Positronen im Impulsbereich von $1\frac{GeV}{c}$ aus. Es dient der Spektroskopie von Elektron-Positron-Paaren, die beim Zerfall von Hadronen im Verlauf schwerioneninduzierter Kernreaktionen emittiert werden. Das Ziel ist die Untersuchung der Eigenschaften von Hadronen in heißer und verdichteter hadronischer Materie. [Had94]

1.1 Physikalische Motivation

Bei der zentralen Kollision zweier Kerne entsteht für sehr kurze Zeit ($< 10\frac{fm}{c}$) eine heiße verdichtete Zone hadronischer Materie sehr kleinen Volumens. Nach $10\frac{fm}{c}$ expandiert dieser *Feuerball*, aufgrund von Druck und Dynamik des Systems. Der Ablauf einer solchen Kollision zweier Kerne ist beispielhaft in Abbildung 1.1 dargestellt.

Um die Eigenschaften der erzeugten Hadronen im Reaktionsvolumen zu studieren, untersucht man solche Teilchen, die noch während der Hochdichtephase zerfallen. Besonderes Augenmerk wird dabei auf mögliche Änderungen der invarianten Massen und der Zerfallsbreiten ([Wei97], [Rho91]) von kurzlebigen Vektormesonen gelegt.

Insbesondere wird hier auf die Spektroskopie von Zerfallsprodukten der leichtesten Vektormesonen (ρ , ω und ϕ) eingegangen. Einige ihrer Eigenschaften sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

Meson	Masse [$\frac{MeV}{c^2}$]	Breite [$\frac{MeV}{c^2}$]	τ [$\frac{fm}{c}$]	Dominanter Zerfall	e^+, e^- -Verzweigungs- Verhältnis
ρ	768	152	1.3	$\pi\pi$	$4.4 \cdot 10^{-5}$
ω	782	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.2 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1019	4.43	44.4	K^+K^-	$3.1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Grundlegende Eigenschaften der Vektormesonen. (τ die Lebensdauer)
(aus [Had94])

Der schwache e^+e^- -Zerfallskanal der Mesonen (M) wurde wegen seiner relativ schwachen elektromagnetischen Wechselwirkung mit den Hadronen der Reaktionszone gewählt:

$$M \longrightarrow e^+ + e^- \quad (1.1)$$

Gemessen werden die Viererimpulse der Elektronen und Positronen. Beim Zerfall freier Teilchen kann daraus die invariante Masse des Mesons bestimmt werden. Bei wechselwirkenden

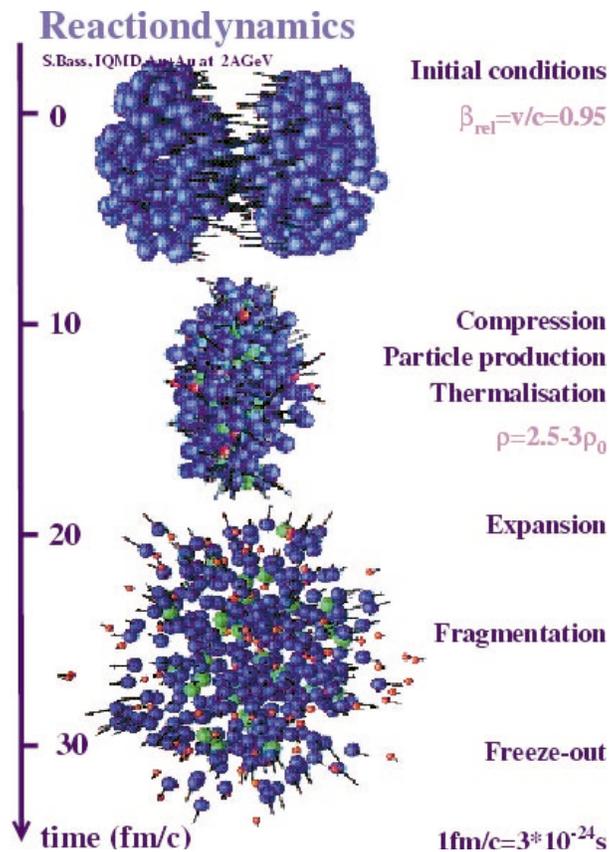


Abbildung 1.1: Reaktionsdynamik einer Schwerionenkollision. Treffen zwei schwere Ionen zentral aufeinander (Initial conditions) entsteht eine heiße, kompakte Zone (Compression). Aufgrund des dynamischen Druckes kommt es zum Zerplatzen.

Teilchen sollte es auch möglich sein, den Energie- und Impulsübertrag im Medium zu messen (Spektralfunktion) und Änderungen der effektiven Massen daraus abzuleiten.

Genauer findet sich in [Had94] und [Cas99].

1.2 Experimentelle Anforderungen

Zur Verbesserung bisheriger Dileptonenexperimente (DLS, CERES) wurden folgende Anforderungen an das HADES-Experiment gestellt (als Vergleich ist ein Vorgängerexperiment, das Dileptonenspektrometer DLS, angeführt [Dls90]):

- erhöhte Akzeptanz $\simeq 40\%$ (DLS: $\simeq 0,35\%$)
- verbesserte Massenauflösung von 1% (DLS: 12%)
- verbessertes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis
- erhöhte Zählratenfestigkeit.

Die verbesserte Massenaufösung ist notwendig, um das ω -Meson aufgrund seiner schmalen Linienbreite von den durch ρ -Mesonen erzeugten Zerfällen mit breiter Massenverteilung zu unterscheiden.

Die hohe Zählratenfestigkeit ist erforderlich, da hohe Reaktionsraten notwendig sind, um die e^+e^- -Paare aus den Zerfällen der Vektormesonen wegen ihrer kleinen Verzweungsverhältnisse mit der notwendigen Statistik nachzuweisen. Bei 10^8 Goldionen pro Sekunde und einem Goldtarget mit einer Wechselwirkungsdichte von 1% (das entspricht 0,1% zentralen Stößen) sowie Teilchenmultiplizitäten von über 200 (geladene Hadronen) werden mehr als $2 \cdot 10^7$ Teilchen pro Sekunde (davon nur etwa ein e^+e^- -Paar aus einem ω -Zerfall) emittiert.

Weiterhin ist ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nötig: Bei einem zentralen Stoß (bei den hier vorliegenden Bedingungen) werden ca. $16 \pi^0$ erzeugt. Diese zerfallen jeweils noch im Target in zwei Gammaquanten (98,8%) oder über den Dalitz-Zerfall (1,2%) in ein Gammaquant und ein Elektron-Positron-Paar. Die so erzeugten Gammaquanten können ebenfalls durch Paarbildung (unter Wechselwirkung mit Materie) Elektron-Positron-Paare erzeugen; durch diese Prozesse werden mehr Leptonenpaare erzeugt als durch alle anderen. Bei hohen Multiplizitäten kann es bei der Rekonstruktion des Ereignisses zu zufälligen Koinzidenzen zwischen Elektron und Positron aus verschiedenen Ereignissen kommen, was zu einer falschen Identifikation von Paarzerfällen führt. Um diesen kombinatorischen Untergrund möglichst effizient zu unterdrücken, müssen fehlidentifizierte Leptonenpaare ebenso wirkungsvoll unterdrückt werden. Eine solche Unterscheidung ist nur möglich, wenn die Identifizierung beider Partner gewährleistet ist. Dazu ist es erforderlich, daß neben einer hohen Akzeptanz eine sehr gute Ortsauflösung (Spur- und Impulsaufösung) erreicht wird und z.B. Untergrund durch Paarbildung in Materialien entlang der Leptonenbahnen so klein wie möglich gehalten wird. Kleinwinkelstreuung, die eine exakte Bahnbestimmung behindert, ist ebenfalls durch wenig Konstruktionsmaterial möglichst niedrig zu halten.

Um die Azimutwinkelakzeptanz zu maximieren, wurde ein rotationssymmetrisches Konzept gewählt. Hier sind insbesondere die Erzeugung eines rotationssymmetrischen Magnetfeldes und die Minimierung der Detektoraufhängungen zu erwähnen. Der Magnet und sein Feld werden in späteren Kapiteln ausführlich diskutiert.

Nimmt man den Extremfall an, daß ein Nukleon (etwa $1 \frac{GeV}{c}$) in einer peripheren Reaktion den gesamten Fermiimpuls (etwa $250 \frac{MeV}{c}$) eines Nukleons im Target übertragen bekommt, ergibt sich ein maximaler Öffnungswinkel für die Reaktionsprodukte mit Projektilrapidität (d.h. den aufgeweiteten Strahl) von $\arctan \frac{250}{1000} \simeq 14^\circ$. Da außerhalb dieses Bereichs auch noch Detektorrahmen und Aufhängungen untergebracht werden müssen, ergibt sich deshalb eine Einschränkung der Polarwinkelakzeptanz des Detektorsystems auf $\theta \geq 18^\circ$.

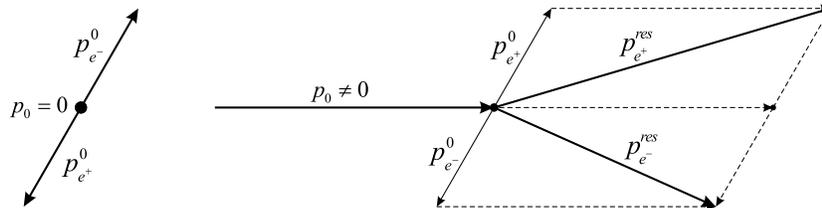


Abbildung 1.2: Dargestellt ist links der Zweikörperzerfall für ein im Laborsystem ruhendes Meson ($p_0 = 0$). Rechts der Fall mit endlichem Laborimpuls des Schwerpunktes. Das Elektron-Positron-Paar wird bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert.

Wie in Abbildung 1.2 dargestellt werden für Systeme mit endlichem Impuls des Schwerpunktes (im Labor) die Elektron-Positron-Paare bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Eine Abdeckung sehr großer Polarwinkel ($\theta > 84^\circ$) bringt nur für stark asymmetrische Stoßsysteme ($\pi, p + A$) eine wesentliche Erhöhung der Akzeptanz.

Dies ist auch in Abbildung 1.3 nochmal gezeigt, in welcher die Winkelkorrelation für Elektronen und Positronen zu sehen ist.

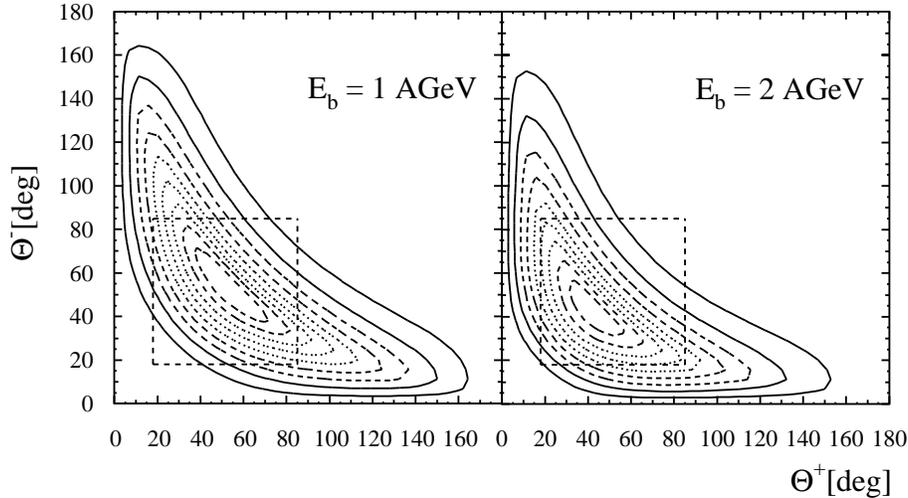


Abbildung 1.3: Korrelation der Emissionswinkel für Positronen und Elektronen bei verschiedenen Strahlenergien. Für das Target wurde eine thermische Verteilung angenommen. Die Konturlinien stehen jeweils für 10% Schritte. Die gestrichelte Linie zeigt die HADES-Akzeptanz.

Insgesamt ergibt sich bei der Akzeptanz des HADES-Experiments ein mittlerer Wert von 40% für den Nachweis von Elektron-Positron-Paaren. Detaillierte Simulationen der Akzeptanz des Spektrometers sind in [Sch95] und [Had94] zu finden.

1.3 HADES-Aufbau

Das Spektrometer besteht aus drei Komponenten (Abbildung 1.4):

Zur Leptonenidentifikation ist das Target von einem ringabbildenden Čerenkov-Detektor (RICH - Ring Imaging Čerenkov Detektor) umgeben. Der Detektor besitzt einen Spiegel, der so konstruiert ist, daß die im Radiatorgas erzeugten Photonen (Čerenkov-Licht) auf Ringe abgebildet werden. Als Radiatorgas wird C_4F_{10} verwendet. Dieses Gas wurde gewählt, weil es aufgrund seines Brechungsindex' für Hadronen und Myonen im Energiebereich des SIS keine Čerenkov-Strahlung aussendet, andererseits für Leptonen eine hinreichende Anzahl Photonen emittiert, so daß Ringe nachgewiesen werden können [Ger95]. Dies ermöglicht eine Unterdrückung des hadronischen und myonischen Untergrundsignals. Die Photonen werden in einer Vieldrahtproportionalammer mit segmentierter Kathode nachgewiesen. Als Photonenkonverter dient eine Cäsium-Iodid-Schicht. Die Trennung von Radiator- und Zählgas wird durch ein Kalzium-Fluorid-Fenster erreicht. Vernachlässigt man die Vielfachstreuung im Radiatorgas (und Target), kann durch Bestimmung des Ringmittelpunktes mittels guter

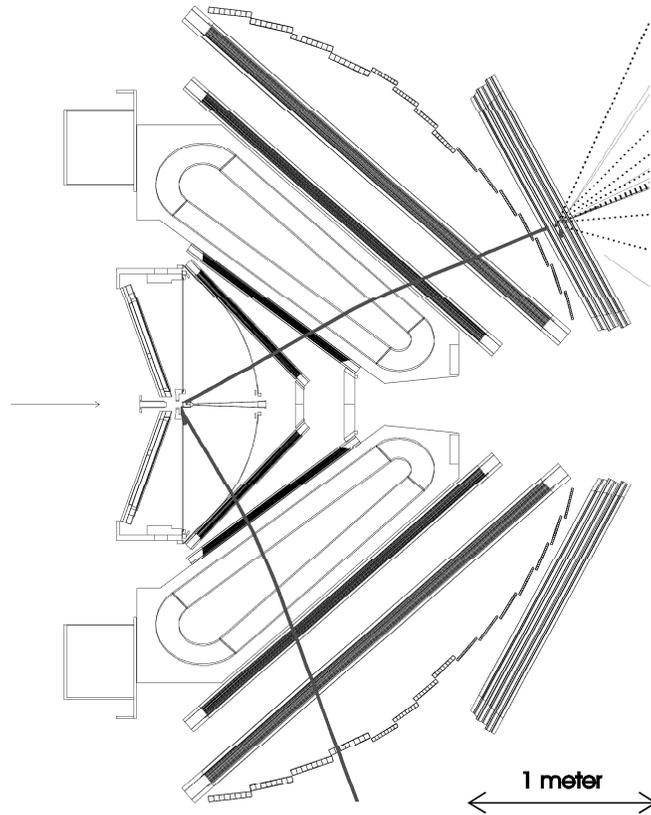


Abbildung 1.4: Skizze vom Aufbau des Elektronenpaarspektrometers HADES. Von innen nach außen sind (im Querschnitt) zu sehen: Der ringabbildende Čerenkov Detektor, die inneren beiden Driftkammerebenen, ein in die Ebene projizierter Spulenkasten mit angedeuteter Spule, die äußeren beiden Driftkammerebenen, der Flugzeitdetektor und ganz außen der Schauerdetektor sowie mögliche Teilchenbahnen für ein Elektron-Positron-Paar.

Ortsauflösung (der in Pixel aufgeteilten Photokathode) auch die Richtung der Leptonen mit einer Winkelauflösung (Target-Spiegel) von etwa 4mrad [Fri99] bestimmt werden. Vertiefende Informationen zum RICH finden sich in [Ger95], [Had94] und [Sch95].

Ebenfalls zur Leptonenidentifikation und als Multiplizitätendetektor werden im Außenbereich ein Flugzeit- sowie ein Schauerdetektor eingesetzt. Mit Hilfe der Flugzeit zwischen Startzähler und Detektor können Hadronen (Protonen, Pionen, $\beta < 1$) von Leptonen (Elektronen, Positronen, $\beta = 1$) unterschieden werden. Da dies nur für Protonen und Pionen niedriger Geschwindigkeit eindeutig möglich ist, wird im Bereich, in welchem bevorzugt Teilchen hohen mittleren Impulses emittiert werden ($\theta < 45^\circ$)¹, zusätzlich ein Schauerdetektor aufgebaut. Durch die Messung der gesamten Ladung des elektromagnetischen Schauers kann eine zusätzliche Information über das Teilchen gewonnen werden, so daß auch für Teilchen höherer Geschwindigkeit eine effiziente Untergrundunterdrückung möglich ist. Schauer- und Flugzeitdetektor sind ausführlich in [Had94] und [Sch95] beschrieben.

¹Das verwendete Koordinatensystem wird ausführlich in Abschnitt 6.0 beschrieben

Der Hauptbestandteil des Spektrometers wird im Bereich zwischen RICH, Schauer- und Flugzeitdetektor von einem toroidalen Magnetfeld gebildet, welches vorne und hinten von je zwei Ebenen Driftkammern umgeben ist. Die Driftkammern dienen zur Messung der Ablenkung, die ein geladenes Teilchen im Feld erfährt. Mit Hilfe dieser Information kann der Teilchenimpuls bestimmt werden. Jede Driftkammer besteht aus sechs Signaldrahtebenen, die um eine Normale zur Ebene gegeneinander verdreht sind. Um Vielfachstreuung zu minimieren, wird als Zählgas eine Mischung aus Helium und Isobutan (60 : 40), ferner Aluminium für die Felddrähte verwendet. Die Driftkammern werden ausführlich in [Zum98] und [Wü97] diskutiert.

1.4 Spektrometerauflösung

Für das HADES-Experiment wird die Bestimmung der invarianten Masse der Vektormesonen mit einer Auflösung von $\sigma = 1\%$ angestrebt. Dieser Abschnitt befaßt sich mit den Meßgrößen, die zur Bestimmung der invarianten Masse nötig sind, und wie diese gemessen werden. Im Anschluß daran werden die daraus resultierenden verschiedenen Anteile an der Auflösung des gemessenen Teilchenimpulses besprochen.

1.4.1 Massenbestimmung

Für den untersuchten leptonischen Zweikörperzerfall eines Mesons ergibt sich die invariante Masse zu² [Sch95]:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{(E_p + E_e)^2 - (c\vec{p}_p + c\vec{p}_e)^2} \quad (1.2)$$

Hierbei beschreibt E_{\pm} die Gesamtenergie, \vec{p}_{\pm} den Impuls der Leptonen. Quadriert man die Einzelterme aus, erhält man:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{E_p^2 + E_e^2 + 2E_pE_e - c^2p_p^2 - c^2p_e^2 - 2c\vec{p}_p c\vec{p}_e} \quad (1.3)$$

Für Elektron- und Positronenergien von einigen hundert MeV (wie sie beim Mesonenzerfall auftreten) läßt sich deren Ruheenergie vernachlässigen ($E_{\pm} = \sqrt{c^2p_{\pm}^2 + c^4m_0^2} \simeq cp_{\pm}$). Eingesetzt erhält man:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{2cp_p cp_e - 2c\vec{p}_p c\vec{p}_e} \quad (1.4)$$

Ist α der Laboröffnungswinkel zwischen den beiden Leptonen, läßt sich $\vec{p}_p \vec{p}_e$ schreiben als $p_p p_e \cos \alpha$. Setzt man weiterhin $\cos \alpha = \cos^2 \frac{\alpha}{2} - \sin^2 \frac{\alpha}{2}$, folgt:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{2cp_p cp_e \cdot (1 - \cos^2 \frac{\alpha}{2} + \sin^2 \frac{\alpha}{2})} \quad (1.5)$$

oder vereinfacht:

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{2cp_p cp_e \cdot 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \quad (1.6)$$

Gleichung 1.2 läßt sich nun vereinfacht schreiben:

$$M_{inv}c^2 \simeq 2\sqrt{cp_p \cdot cp_e} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (1.7)$$

²Der besseren Übersicht wegen steht in den folgenden Formeln der Index 'p' für Positronen, 'e' für Elektronen, ' \pm ' allgemein für beide.

Hieran sieht man, daß es zur Bestimmung der invarianten Masse des Mesons ausreicht, den Öffnungswinkel eines Leptonenpaares sowie die Impulse der beiden Leptonen (Elektron und Positron) zu messen.

1.4.2 Impulsbestimmung

Im folgenden wird detaillierter auf die Messung des Leptonenimpulses eingegangen.

Der Impuls der beiden Leptonen wird im HADES-Experiment über die Ablenkung bestimmt, die ein geladenes Teilchen in einem Magnetfeld erfährt. Allgemein gilt:

$$\Delta\vec{p} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int e\vec{v} \times \vec{B} dt = -e \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (1.8)$$

Für Teilchen verschiedener Impulse, die am selben Ort mit derselben Richtung in ein Feld eintreten und im Feld näherungsweise dieselbe Strecke s zurücklegen, heißt das, daß ihre Impulsänderung von ihrem Impuls selber unabhängig ist und in erster Näherung nur vom integralen Feld längs ihres Weges abhängt. Unterschiedliche Impulse führen daher zu verschiedenen Ablenkwinkeln. Dies ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

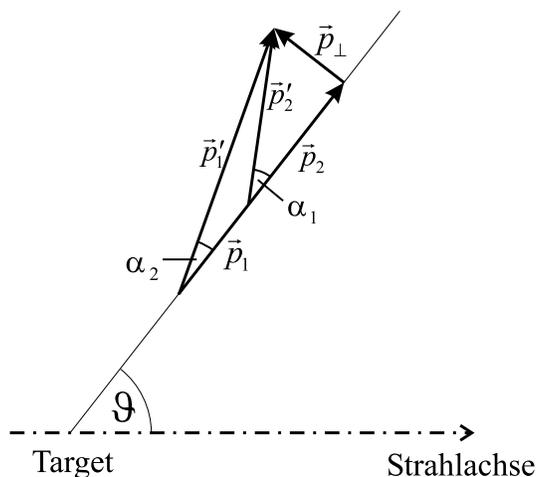


Abbildung 1.5: Für Teilchen unterschiedlichen Impulses ergibt sich die gleiche Impulsänderung im Feld, das bedeutet unterschiedliche Ablenkwinkel.

Ist das Feld und damit die Impulsänderung eines Teilchens im Feld hinreichend genau bekannt, läßt sich der Impuls des Teilchens über seine Richtungsänderung präzise bestimmen. Zur Impulsbestimmung reicht es folglich aus, Einfugrichtung und -ort sowie den Austrittsort des Teilchens zu kennen (oder äquivalent dazu: Einfugort sowie Austrittsrichtung und -ort).

Die Messung der Einfugrichtung kann bei bekannter Herkunft des Teilchens (Target) im Prinzip durch eine einfache Ortsmessung vor dem Feld ersetzt werden. Will man Fehler durch Vielfachstreuung zwischen Target und Ortsmessung vermeiden, ist es sinnvoll, die Richtung, unter der das Teilchen ins Feld eindringt, mit Hilfe zweier Ortsmessungen zu bestimmen. Dies geschieht im HADES-Experiment durch zwei vor dem Feld angeordnete Driftkammerebenen.

Der Austrittsort des Teilchens wird ebenfalls mit Hilfe von Driftkammern bestimmt. Um bei den hohen Multiplizitäten (wie sie für das HADES-Experiment erwartet werden) eine eindeutige Zuordnung der Ereignisse vor und hinter dem Feld zu gewährleisten, wird nicht

nur der Austrittsort, sondern auch die Austrittsrichtung bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe einer weiteren Driftkammerebene. Die Messung der Austrittsrichtung erhöht die Auflösung etwa um den Faktor 2,5 bis 3 [Kö99].

1.4.3 Impulsauflösung

In die Impulsauflösung gehen drei Anteile ein: Die Impulsänderung durch Vielfachstreuung im Feldbereich δp_{ms} , durch die Ortsauflösung der Driftkammern δp_{res} sowie die Genauigkeit δp_B , mit der das Magnetfeld bekannt ist.

$$\frac{\delta p}{p} = \sqrt{\left(\frac{\delta p_{res}}{p}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_{ms}}{p}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_B}{p}\right)^2} \quad (1.9)$$

Um eine Impulsauflösung $\frac{\delta p}{p} < 1\%$ zu erreichen, muß für alle drei Anteile $\frac{\delta p_i}{p}$ ebenfalls $\frac{\delta p_i}{p} < 1\%$ gelten. Diese drei Anteile lassen sich folgendermaßen umschreiben, wobei Δp die integrale Impulsänderung im Magnetfeld beschreibt:

$$\frac{\delta p_i}{p} = \frac{\delta \Delta p}{\Delta p} \quad (1.10)$$

Δp kann als $p \sin \Theta$ geschrieben werden. In Kleinwinkelnäherung ($\sin \Theta \simeq \Theta$) ergibt sich:

$$\frac{\delta p_i}{p} = \frac{p \delta \Theta}{\Delta p} \quad (1.11)$$

$\delta \Theta$ enthält sowohl die Ungenauigkeit der Bestimmung des Ablenkwinkels aufgrund von Vielfachstreuung im Feldbereich als auch die Meßungenauigkeit des Ablenkwinkels aufgrund der Ortsauflösung der Driftkammern. Die Ungenauigkeit, die von der Feldbestimmung herrührt, wird auf andere Weise bestimmt.

Beide erstgenannten Anteile werden im folgenden einzeln besprochen (1)(2) und verglichen (3). Hierbei wird auch auf die speziellen Bedingungen eingegangen, wie sie im HADES-Experiment auftreten. Zum Schluß wird noch gezeigt, wie genau das verwendete Feld bekannt sein muß, damit kein nennswertiger Einfluß auf die Impulsauflösung besteht (4).

(1) Vielfachstreuung im Feldbereich

Für die mittlere Winkelablenkung $\overline{\delta \Theta}$ durch Vielfachstreuung eines Teilchens der Ladung Z und des Impulses p gilt allgemein [Par98]:

$$\overline{\delta \Theta} = \frac{13,6 \frac{MeV}{c}}{\beta p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \frac{x}{X_0} \right] \quad (1.12)$$

Dabei beschreibt der Quotient $\frac{x}{X_0}$ die im Medium zurückgelegte Strecke x in Einheiten der Strahlungslänge X_0 des Mediums.

Für $Z = \pm 1$ (Leptonen) und $\beta = 1$ kann mit $x \ll X_0$ und damit $0,038 \ln \frac{x}{X_0} \ll 1$ Gleichung 1.12 vereinfacht geschrieben werden:

$$\overline{\delta \Theta} \simeq \frac{13,6 \frac{MeV}{c}}{p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (1.13)$$

Damit ergibt sich aus Gleichung 1.11 und 1.13:

$$\frac{\delta p_{ms}}{p} = \frac{p \overline{\delta \Theta}}{\Delta p} = \frac{13,6 \frac{MeV}{c}}{\Delta p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (1.14)$$

Der Beitrag der Vielfachstreuung zur relativen Impulsauflösung hängt von der im Feld zurückgelegten Strecke x , der Impulsänderung Δp sowie der Strahlungslänge des Füllgases im Bereich des Feldes X_0 ab und ist unabhängig vom Impuls des Teilchens.

(2) Ortsauflösung der Driftkammern

Der Ablenkwinkel Θ des Teilchens im Feld ist im wesentlichen umgekehrt proportional zum Impuls des Teilchens. In Kleinwinkelnäherung ist somit auch die Ablenkstrecke x zwischen zwei Driftkammern (welche im Abstand d zueinander angeordnet sind) umgekehrt proportional zum Impuls p . Für die Ableitung ergibt sich:

$$\frac{dp}{dx} \sim p^2 \quad (1.15)$$

Für die Impulsauflösung folgt demnach:

$$\frac{\delta p_{res}}{p} \sim p \cdot dx \quad (1.16)$$

Im Gegensatz zum Beitrag der Vielfachstreuung ist der Beitrag der Ortsauflösung der Driftkammern proportional zum Impuls des Teilchens. Der relative Anteil der Ortsauflösung zur Impulsauflösung ist daher impulsabhängig. Bei kleinen Impulsen dominiert die Vielfachstreuung. Bei den typischen Impulsen für den ρ - und ω -Zerfall von mehreren hundert $\frac{MeV}{c}$ beträgt der Anteil der Ortsauflösung etwa 40 – 50%. Erst bei sehr hohen Impulsen ($\geq 1 \frac{GeV}{c}$) dominiert die Ortsauflösung der Driftkammern.

Bei einer Ortsauflösung der Driftkammern von $50 \mu m$ liegt der Anteil an der relativen Impulsauflösung bei etwa 0,5% [Kö99].

(3) Vergleich

Für das Magnetfeld des HADES-Experiments kann vereinfacht angenommen werden, daß der relative Impulsübertrag im Mittel etwa 15% (unabhängig vom Emissionswinkel) beträgt. Dies liegt daran, daß die Feldstärke mit zunehmendem Abstand zur Feldachse etwa wie die Teilchenimpulse beim Feldeintritt abnimmt. Dies führt zwar zu einer absolut kleineren Impulsänderung, die relative Impulsänderung aber bleibt konstant. Näheres dazu findet sich in Abschnitt 3.2 dieser Arbeit.

Zur Vereinfachung wird ein linearer Zusammenhang zwischen dem Emissionswinkel des Teilchens (bzgl. der Strahlachse) sowie der im Feld zurückgelegten Strecke angenommen.

Geht man zusätzlich noch von einer Korrelation zwischen Emissionswinkel und Impulsänderung Δp aus, wie sie in Abbildung 1.6 dargestellt ist, lassen sich die beiden Beiträge zur Impulsauflösung für verschiedene Füllgase in Abhängigkeit vom Emissionswinkel auftragen. Als mögliche Füllgase wurden Luft und Helium wegen ihrer einfachen Handhabung gewählt. Helium hat im Vergleich zu Luft den Vorteil niedriger Vielfachstreuung aufgrund seiner sehr großen Strahlungslänge ($X_{0,Luft} = 30870 cm$, $X_{0,He} = 528108 cm$, aus [Fra91]). Das Ergebnis ist in Abbildung 1.7 zu sehen.

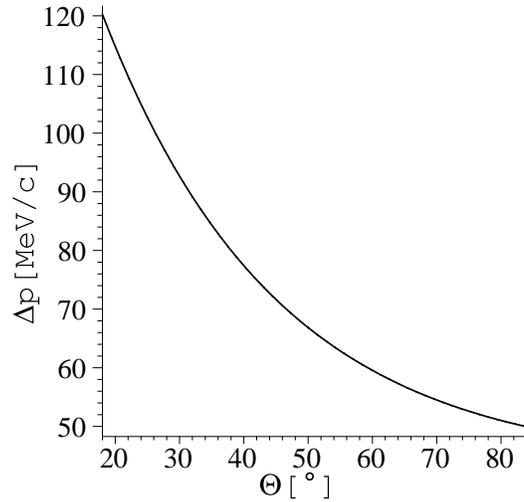


Abbildung 1.6: Vereinfachte Korrelation zwischen Emissionswinkel und Impulsänderung.

Man sieht, daß ohne eine Helium-Füllung im Bereich des Feldes die Impulsauflösung bei großen Emissionswinkeln (kleinen mittleren Impulsen) von der Vielfachstreuung in Luft dominiert wird. Hierbei gibt 1,4% die Impulsauflösung an, die mindestens benötigt wird, um die geforderte Massenauflösung von 1% zu erreichen. Daher ist eine Füllung des Feldbereiches mit Helium notwendig, um die geforderte Massenauflösung zu erreichen.

(4) Genauigkeit der Feldkarte

In den bisherigen Betrachtungen wurde der Anteil, den die Genauigkeit der Feldkarte auf die Impulsauflösung hat, vernachlässigt.

In Abschnitt 1.4.2 wurde gezeigt, daß sich die Impulsänderung im Feld zu $\Delta p = e \int B ds$ ergibt. Damit läßt sich Gleichung 1.10 umschreiben:

$$\frac{\delta p_B}{p} = \frac{\delta \Delta p}{\Delta p} = \frac{\delta(e \int B ds)}{\Delta p} \simeq \frac{e \int \delta B ds}{\Delta p} = \frac{e \overline{\delta B} s}{\Delta p} \quad (1.17)$$

$\overline{\delta B}$ beschreibt hier die mittlere Genauigkeit, mit der das Feld längs des Weges s bekannt ist. Der dritte Rechenschritt kann deshalb durchgeführt werden, weil ein systematischer Fehler des Ortes (ds) das Integral nicht beeinflusst. Da das Feld am Rand des Integrationsweges näherungsweise Null ist, entsteht hier kein nennenswerter Beitrag. Zudem würde bei einem Integrationsweg von etwa 60cm ein Fehler im Bereich von 1% eine Unkenntnis der Strecke von 6mm bedeuten. Die Messung der relativen Abstände (d.h. der zwischen Driftkammerebene II und III zurückgelegten Strecke) ist aber deutlich genauer möglich, daher findet der entsprechende Term in obiger Rechnung keine Berücksichtigung.

Soll der Anteil der Genauigkeit der Feldkarte keinen wesentlichen Beitrag zur gesamten Impulsauflösung liefern, muß

$$\frac{\delta p_B}{p} < 1\% \quad (1.18)$$

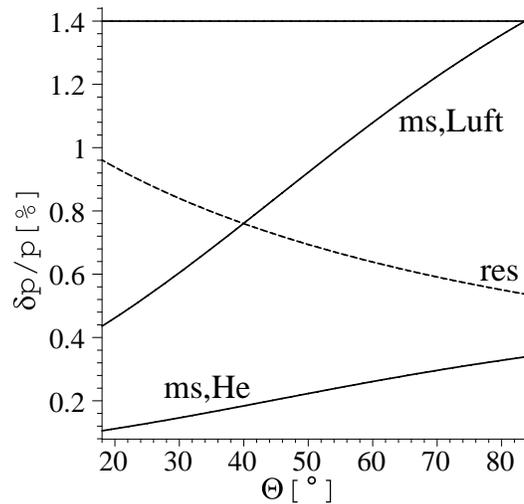


Abbildung 1.7: Anteil der Ortsauflösung der Driftkammern (*res*) sowie der Vielfachstreuung (im Feldbereich) für Luft (*ms, Luft*) und Helium (*ms, He*) an der Impulsauflösung. Für eine Massenauflösung von 1% (σ) ist eine Impulsauflösung von 1,4% (σ) erforderlich.

gelten. Dabei wurde eine Helium-Füllung im Bereich des Feldes vorausgesetzt. Geht man von einer mittleren Impulsänderung im Feld von $75 \frac{MeV}{c}$ und einer zurückgelegten Strecke von $0,6m$ aus, ergibt sich für die Präzision, mit der das Feld entlang der Teilchentrajektorien bekannt sein muß:

$$\overline{\delta B} < 6 \cdot 10^{-3} T \quad (1.19)$$

Hierbei handelt es sich um einen systematischen Fehler, der aber über den Akzeptanzbereich variiert. Bei einer größeren mittleren Ungenauigkeit könnte dieser Anteil zur Impuls- und damit Massenauflösung nicht mehr vernachlässigt werden.

Um zu verifizieren, ob die vorhandene Simulation des Feldes die geforderte Genauigkeit erreicht, ist es notwendig Feldmessungen durchzuführen. Diese werden ab Kapitel 5 beschrieben.

1.5 Zusammenfassung

Die mit dem Elektronenpaarspektrometer HADES angestrebte invariante Massenauflösung von $\frac{\delta M_{inv}}{M_{inv}} < 1\%$ (σ) ist notwendig, um das ω -Meson aufgrund seiner schmalen Linienbreite ($\frac{\Gamma}{M} = 1\%$) von der breiten Verteilung des ρ -Mesons separieren zu können, und um auch geringe Veränderungen der Zerfallsbreite des ω -Mesons im dichten Medium (Interferenzen) feststellen zu können. Dieses Ziel wird erreicht - eine Heliumfüllung im Feldbereich vorausgesetzt - durch Detektoren zur Spurrekonstruktion (Driftkammern) mit hoher Ortsauflösung ($\delta_x = 70\mu m$, je Drahtebene), verschiedene Detektoren zur Unterdrückung des imensen Untergrundes und durch Verwendung von Konstruktionsmaterialien mit geringer Strahlungslänge im Bereich der Teilchenbahnen. Für die präzise Teilchenimpulsbestimmung ist zusätzlich die exakte Kenntnis

der Magnetfeldkarte notwendig. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher das Feld des HADES-Magneten vermessen und seine Eigenschaften untersucht.

2 Die Wahl des Magneten

Einleitend ist ein Foto des HADES-Magneten (ILSE - **I**ron**L**ess **S**uperconduction **E**lectromagnet) abgebildet. Im folgenden wird die Begründung für die Auswahl des Magneten für das Spektrometer HADES gegeben. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Kapitel 3.



Abbildung 2.1: Foto des HADES-Magneten, aufgenommen während der Inbetriebnahmephase. Man sieht die sechs Spulen(kästen), welche ein toroidales Magnetfeld erzeugen. Im Vorder- und Hintergrund sind der kleine und große Stützring zu sehen, im Kreis angeordnet die sechs Spulenkästen. Oben sind die Zu- und Abführungen zur Kühlung und Stromversorgung zu erkennen. (weitere Informationen im nachfolgenden Text).

(zum Foto:) Der große Ring dient als Aufnahme zweier He -Puffer, sowie eines Wärmetauschers vor und hinter der Kühlleitung durch jede der sechs Spulen. Rechts unten ist eine der beiden Stützschiene zu sehen, die in den Magneten hineinragt. Auf ihr werden später Detektorrahmen befestigt. Die Schienen, welche an beiden Enden der Spulenkästen angebracht sind, dienen dazu, die azimuthalen Kräfte zwischen den Spulen zu messen. Mit Hilfe dieser Kraftmessung wurden die Spulen so justiert, daß die azimuthalen Kräfte minimal wurden. Die Meßeinheit wurde nach erfolgter Justage der Spulen wieder demontiert. Genaueres hierzu ist in den folgenden Abschnitten zu finden.

2.1 Anforderungen an den Magneten

Wie in Abschnitt 1.4.2 besprochen erfolgt die Impulsbestimmung von Positron und Elektron durch Ablenkung in einem Magnetfeld, wie es zum Beispiel von dem abgebildeten Magneten erzeugt wird. Im folgenden werden die Anforderungen, die an ein solches Magnetfeld zu stellen sind, kurz beschrieben. Weiter werden die Vor- und Nachteile zweier möglicher Feldgeometrien für das HADES-Experiment diskutiert, sowie die Eigenschaften des gewählten Konzeptes genauer betrachtet.

An ein ideales Magnetfeld sind folgende Anforderungen zu stellen:

- Feldfreiheit oder niedrige Feldstärke ($< 5 \cdot 10^{-3}T$) im Bereich des RICH
- Feldfreiheit oder niedrige Feldstärke ($< 5 \cdot 10^{-3}T$) im Bereich des Flugzeitdetektors
- Hohe geometrische Akzeptanz
- Hohe Feldstärken ($0.5T$) über kurze Distanzen ($0, 5m$)
- Geringer Materialanteil im Bereich der Teilchenbahnen

Feldfreiheit im Bereich des RICH

Zur Teilchenidentifikation wird ein ringabbildender Čerenkov-Detektor benutzt. Wie bereits in 1.4 beschrieben, werden im RICH Čerenkov-Kegel auf Ringe abgebildet. Ist nun die Flugbahn des emittierenden Leptons innerhalb des Radiatorgases aufgrund zu hoher Feldstärken zu stark gekrümmt, können die emittierten Photonen nicht mehr als Ringe abgebildet werden. Dies ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Deshalb darf es im Bereich des Radiatorgases keine Felder geben, die eine Winkelablenkung in der Größenordnung der RICH-Auflösung zur Folge haben.

Feldfreiheit im Bereich des Flugzeitdetektors

Ebenfalls zur Teilchenidentifikation dienen die Informationen von Schauer- und Flugzeitdetektor. Vor allem im Bereich des Flugzeitdetektors sind niedrige Feldstärken unerlässlich, da das Szintillationslicht durch Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultiplier) gemessen wird. Elektronenvervielfacher beschleunigen in elektrischen Feldern Elektronen, um durch die so erhöhten Energien beim Auftreffen auf entsprechende Materialien (Dynoden) weitere Elektronen herauszulösen. Im Bereich hoher Magnetfelder würden nicht mehr alle beschleunigten Elektronen auf die Dynoden auftreffen. Die eingestellte Verstärkung wäre feldabhängig, so daß

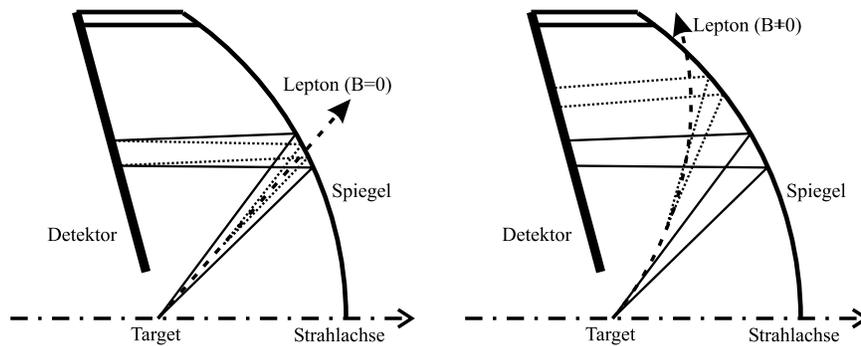


Abbildung 2.2: Ausbreitung von Čerenkovlicht von Leptonen im RICH. Links ist der Idealfall ohne Magnetfeld dargestellt, rechts der Fall eines endlichen Feldes im Bereich des Radiator-gases.

nach jeder Veränderung des Feldes eine Neukalibrierung der Sekundärelektronenvervielfacher nötig wäre. Hinzu kommt noch eine Verschlechterung der Zeitauflösung der Detektoren.

Um dies zu vermeiden, müßte in allen Sekundärelektronenvervielfachern durch Abschirmungen Feldfreiheit gewährleistet werden. Zwar machen schon die geringen Feldstärken des Erdmagnetfeldes eine Abschirmung nötig, hier genügt jedoch eine etwa ein Millimeter dicke μ -Metallfolie [Kö99]. Für die erheblich höheren Feldstärken eines Elektromagneten müßten deutlich größere und dickwandigere Eisenabschirmungen verwendet werden.

Hohe Winkelakzeptanz

Das HADES-Experiment zeichnet sich insbesondere durch seine große Akzeptanz aus. Um die Akzeptanz nicht unnötig zu begrenzen, sollen die Spulen des Magneten einen möglichst kleinen Raumwinkel abdecken. Ein weiterer Vorteil einer schmalen Spulengeometrie besteht in der geringen Wahrscheinlichkeit für die Produktion weiterer Sekundärteilchen und damit eines weiteren Untergrundsignals.

Hohe Feldstärke

Bei der Messung des Leptonenimpulses ist nicht zuletzt die Größe der Ablenkung im Feld entscheidend. Je größer die Feldstärken (bzw. das integrale Feld), desto größer ist auch die transversale Impulsänderung. Um gut meßbare Werte zu erreichen, wird ein Feld in der Größenordnung von etwa $0,5T$ über eine Distanz von $0,5m$ benötigt. Dies wird in Abschnitt 3.2 deutlich.

Geringer Materialanteil im Bereich der Teilchenbahnen

Insbesondere die Impulsauflösung des HADES-Experiments hängt vom Einfluß der Vielfachstreuung in Materie ab (Abschnitt 1.4.3). So wird der Anteil der Vielfachstreuung an der Impulsauflösung bei höheren Impulsen ($1\frac{GeV}{c}$) deutlich größer, wenn Materialien größerer Dicke durchdrungen werden. Die Vielfachstreuung gibt folglich eine untere Grenze für eine maximal erreichbare Impulsauflösung bei gegebener Ortsauflösung.

Für Spulen und Spulenkästen im Bereich der Teilchentrajektorien bedeutet dies, daß ihr Volumen nicht mehr dem aktiven Volumen¹ zugerechnet werden kann.

2.2 Gegenüberstellung Solenoid vs. Toroid

Für das HADES-Experiment kamen im wesentlichen zwei Konzepte für einen Elektromagneten in Frage, um die Bedingungen aus Abschnitt 2.1 zu erfüllen. Da das Feld des Magneten der Impulsbestimmung dient und damit einen Hauptfaktor für das Experiment darstellt, werden die beiden Möglichkeiten ausführlich diskutiert.

Dazu werden zuerst beide Konzepte vorgestellt. Im Anschluß daran werden die Besonderheiten der jeweiligen Felder sowie Modifikationen besprochen, die notwendig sind, um den Magneten und sein jeweiliges Feld optimal an die gestellten Bedingungen anzupassen.

Solenoid

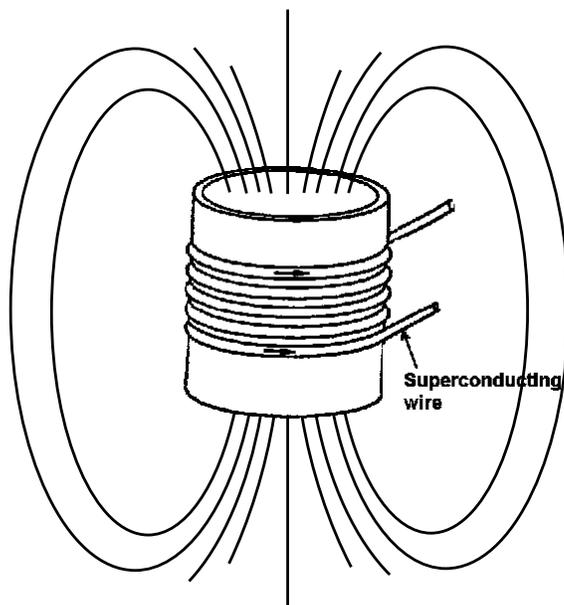


Abbildung 2.3: Skizze eines Solenoid mit angedeuteten Feldlinien

Der Solenoid besteht im einfachsten Fall aus einer einzelnen, vorne und hinten offenen Spule (sol=einzeln, Abbildung 2.3). Ist der Solenoid von ausreichender Länge, erzeugt er im Inneren ein homogenes Magnetfeld, parallel zu seiner Symmetrieachse. Die Feldlinien laufen vorne und hinten aus dem Solenoiden heraus und werden außerhalb geschlossen.

Toroid

Der Toroid hat seinen Namen von den schlauchförmig (toroidal) um seine Hauptachse umlaufenden Feldlinien. (Abbildung 2.4) Auch er besteht im Idealfall aus einer einzelnen Spule, die

¹Unter aktivem Volumen versteht man den Bereich, in welchem Teilchenspuren nachgewiesen werden

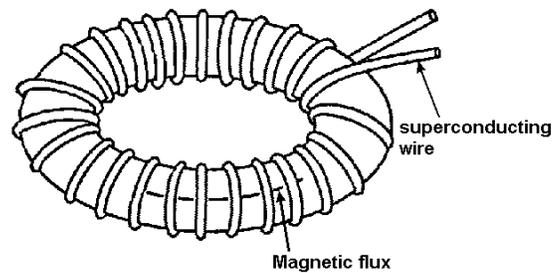


Abbildung 2.4: Skizze eines Toroiden mit angedeuteten Feldlinien

nicht an beiden Enden offen sondern zu einem Torus geschlossen ist. Das Feld im Inneren ist in guter Näherung homogen, wenn der Radius des Torus im Vergleich zum poloidalen Radius der Spule groß genug ist. Die Felder außerhalb des Torus fallen schnell ab, so daß schon auf kurzen Distanzen (Größenordnung: Windungsquerschnitt) kein Feld mehr nachzuweisen ist.

2.2.1 Feldgeometrie

Feldverteilung

Der Solenoid besitzt nicht zu vernachlässigende Randfelder. Diese füllen ein Volumen aus, welches das Meßvolumen um ein Vielfaches übersteigt. Um dies zu verhindern könnte man sich den Einsatz eines Eisenjochs vorstellen. Dies würde, abgesehen von Sekundärteilchenproduktion im Eisenjoch, zwangsweise dazu führen, daß alle Detektoren im Feldbereich aufgebaut werden müssen, was aber gerade vermieden werden soll.

Feldenergie

Aufgrund der beim Solenoid zum Großteil außerhalb der Spule verlaufenden Feldlinien wird zur Erzeugung eines dem Toroid vergleichbaren Feldes etwa die fünffache Feldenergie benötigt.

Zudem müßte diese Energie beim Abbau (im Extremfall: plötzlicher Zusammenbruch) des Feldes abgeführt werden: Schon beim plötzlichen Zusammenbruch des Feldes des HADES-Magneten (der ein Toroid ist) würden die Spulen bereits um $50K$ erwärmt, falls die gesamte Feldenergie (etwa $1,4MJ$, Tabelle 3.1) in den Spulen deponiert würde.

Ablenkung im Feld

Ein weiterer Unterschied ist die Richtung der Magnetfeldlinien, die ein Teilchen beim Durchflug passiert. Der Solenoid, dessen Magnetfeldlinien aus Symmetriegründen parallel oder antiparallel zur Strahlführung ausgerichtet sind, bewirkt eine azimutale Ablenkung der Teilchen. Im Gegensatz dazu kompensieren sich die azimutalen Ablenkungen (beim Eintritt, bzw. Austritt, Abschnitt 3.2) im Toroid. Die hauptsächliche Ablenkung besteht in einer polaren Fokussierung hin zur, oder Defokussierung weg von der Symmetrieachse.

2.2.2 HADES-spezifische Modifikationen

Um das Feld eines Magneten für den Einsatz im Experiment zu optimieren, sind Modifikationen notwendig. Diese und die resultierenden Folgen sind Bestandteil der folgenden Abschnitte.

Solenoid

Weil das Feld eines idealen Solenoiden parallel zur Strahlachse verläuft, ergeben sich bei kleinen Polarwinkeln (Abbildung 2.5) Teilchenbahnen, welche die Feldlinien unter kleinen Winkeln kreuzen. Da bei der Berechnung der Ablenkung auch der Sinus des Zwischenwinkels eingeht, sind sehr hohe Feldstärken nötig um genügend große Impulsänderungen zu erzielen. Insbesondere würde kein feldfreier Raum für den RICH existieren.

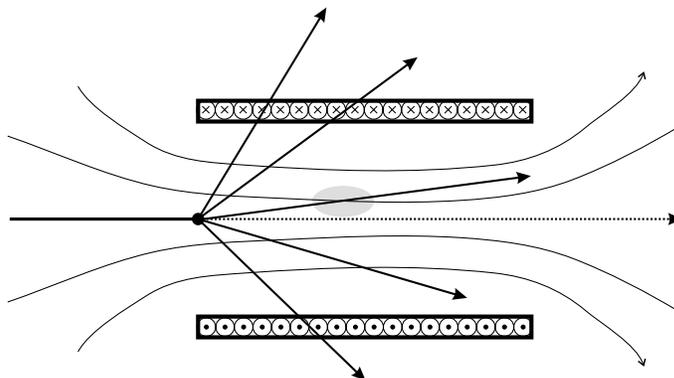


Abbildung 2.5: Querschnitt durch einen Solenoid mit Feldlinien. Es gibt Teilchenbahnen, welche die Feldlinien unter kleinen Winkeln schneiden.

Um zu erreichen, daß die Teilchenbahnen unter größeren Winkeln auf die Magnetfeldlinien treffen, kann ein Solenoid eingesetzt werden, der sich in Strahlrichtung hin verjüngt. Um das Gewicht und das Volumen der Spule zu reduzieren, ist zusätzlich eine Segmentierung der Spule sinnvoll. Der einfachste Fall ist eine große Spule etwa in Höhe des Targetpunktes sowie eine kleinere in entsprechender Entfernung, so wie sie in Abbildung 2.6 dargestellt sind.

Allerdings ist es nicht möglich, allein durch die Form und Position dieser Spulen einen magnetfeldfreien Raum für den RICH zu erzeugen. Dazu ist eine Korrekturspule nötig. Diese muß ein Feld erzeugen, welches im Bereich des RICH dem vorhandenen entgegenwirkt (Abbildung 2.6). Abgesehen von komplizierten Feldverläufen rund um diesen feldfreien Raum werden die Feldlinien am Rand dieses Raumes stark deformiert. Dies führt wieder zu Bereichen, in welchen Teilchen unter kleinen Winkeln auf die Feldlinien treffen. Um auch diesen Effekt zu kompensieren, müßten weitere Korrekturspulen angebracht werden.

Ein weiteres Problem ist, daß sich die Randfelder außerhalb des Magneten (Bereich von TOF und Preshower) auch mit Hilfe weiterer Korrekturspulen nicht vermeiden lassen.

Schon eine *einfache* Lösung würde aus mindestens vier Spulen bestehen, so daß es sich durchaus lohnt, über eine andere Form des Magnetfeldes nachzudenken: einen segmentierten Toroid.

Toroid

Im Gegensatz zum Solenoid besitzt ein toroidales Magnetfeld sozusagen von Natur aus magnetfeldfreie Räume außerhalb und innerhalb.

Ein weiterer Vorteil ist, daß sich der *Feldlinienschlauch* des Torus durch die Spulengeometrie fast beliebig in seinem Querschnitt den Erfordernissen anpassen läßt. Für HADES wurde ein flacher, gegen die Senkrechte gekippter Schlauch gewählt, der sich (fast) komplett in

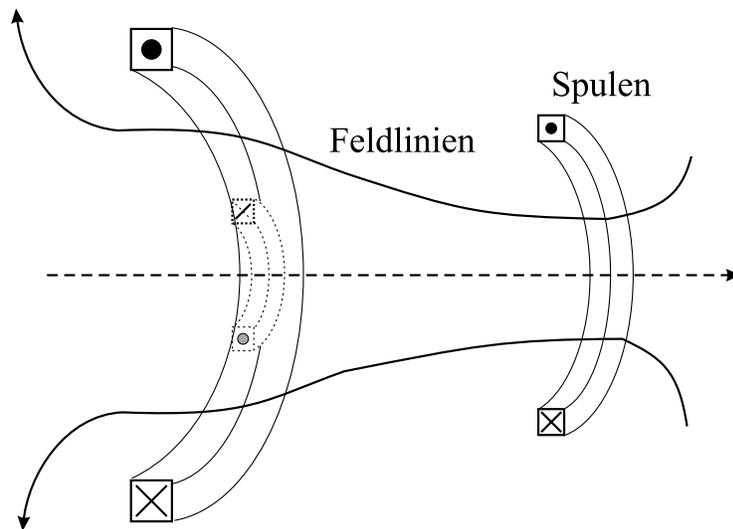


Abbildung 2.6: Ein alternatives HADES Konzept: Ein segmentierter Solenoid mit sich nach hinten verjüngendem Durchmesser. Im vorderen Teil (gestrichelt) eine Korrekturspule zur Erzeugung eines feldfreien Raumes für den RICH.

Vorwärtsrichtung um die Strahlachse legt. Dadurch ist gewährleistet, daß näherungsweise alle erzeugten Teilchen senkrecht auf die Magnetfeldlinien treffen: das Magnetfeld kann maximal wirken.

Um das Auftreffen der Teilchen auf zusätzliche Materialien zu reduzieren (Vielfachstreuung, Sekundärteilchenproduktion), ist es sinnvoll auch den Torus auf mehrere Einzelspulen zu reduzieren, wodurch das Volumen des Feldes zwischen den einzelnen Spulen deutlich nach außen ausgedehnt wird.

Beim Toroid liegen die Spulenkästen im Bereich der geometrischen Akzeptanz. Dies bedeutet aber keinen weiteren Akzeptanzverlust, da bei entsprechender Anordnung die Spulenkästen im Schatten der Detektorrahmen liegen. Werden für die Spulen sowie Spulenkästen Materialien niedriger Kernladungszahl verwendet, lassen sich Vielfachstreuung und Sekundärteilchenproduktion minimieren.

2.2.3 Zusammenfassung

Wägt man die Argumente für und gegen die beiden Magnetfeldkonzepte sorgfältig gegeneinander ab, stellt man fest, daß der Toroid die an ihn gestellten Anforderungen deutlich besser erfüllt als der Solenoid:

- Im Gegensatz zum Solenoid ist es möglich, einen feldfreien Raum für den RICH sowie den Flugzeitdetektor zu schaffen.
- Aufgrund des Feldeinschlusses im Torus erlaubt ein Toroid, bei gleicher Feldenergie, deutlich größere Feldstärken.
- Der Nachteil des Akzeptanzverlustes durch Spulen und Spulenkästen im aktiven Volumen läßt sich durch entsprechende Geometrie der Spulen minimieren (vgl. Detektorrahmen).

- Vielfachstreuung und Sekundärteilchenproduktion durch Spulenmaterialien lassen sich durch Verwendung entsprechender Materialien minimieren.

2.3 Supraleitend oder normalleitend?

Hat man sich für eines der beiden Konzepte entschieden, ist noch zu klären, ob es sich um einen normalleitenden oder supraleitenden Magneten handeln soll.

Die Vorteile eines supraleitenden Magneten sind im wesentlichen der deutlich geringere Energiebedarf sowie die kompaktere Bauweise.

Der Nachteil ist die Möglichkeit, den Magneten oder benachbarte Detektoren durch die hohen Induktionsspannungen bei einem plötzlichen Zusammenbruch des Feldes (Quench) zu zerstören. In einem solchen Fall muß die gesamte Feldenergie (im Fall des HADES-Magneten: $1,4MJ$) in wenigen Sekunden in Wärme umgesetzt werden. Dies entspricht etwa der Energie, die nötig ist, um rund $340l$ Wasser von Raumtemperatur ($20^\circ C$) auf $30^\circ C$ zu erwärmen. Diese Energie kann ohne Schaden für den Magneten über einen externen Widerstand vernichtet werden (Abschnitt 6.3.3)

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die benötigte Leistung eines normalleitenden Magneten gegeben werden, der in seinen Abmessungen dem HADES-Magneten gleicht.

Der Querschnitt einer Spulenammer im Bereich der supraleitenden Spule des Magneten beträgt etwa $80mm \cdot 290mm = 23,2 \cdot 10^3 mm^2$. Möchte man einen normalleitenden Magneten mit gleichen Abmessungen bauen, muß etwa 50% der Querschnittsfläche für die benötigte Wasserkühlung aufgewendet werden. Die Länge einer Spulenwicklung beträgt etwa $4,1m$ (Tabelle 3.1). Verwendet man für die Spule Aluminium ($Z=13$), ergibt sich für den Widerstand einer Wicklung

$$R = \rho \frac{l}{A} = 0,0287 \frac{\Omega mm^2}{m} \cdot \frac{4,1m}{11,6 \cdot 10^3 mm^2} = 1,01 \cdot 10^{-5} \Omega \quad (2.1)$$

Der totale Strom durch die supraleitende Spule beträgt $NI = 484kA$ (Tabelle 3.1), so daß sich ein Spannungsabfall (für eine Spule mit einer Wicklung) von $U = R \cdot NI \simeq 4,9V$ ergibt. Dies ergibt eine ohmsche Verlustleistung von $P = U \cdot NI \simeq 2,4MW$. Rechnet man noch andere Verluste dazu (etwa 20%), kommt man auf eine thermische Leistung von rund $3,0MW$ pro Spule, also rund $18MW$ für den ganzen Magneten. Diese Leistung, die als Wärme abgeführt werden muß, entspricht etwa dem Leistungsverbrauch der gesamten GSI in Spitzenzeiten.

In einer supraleitenden Spule hingegen fließt der Strom ohne ohmschen Widerstand. Zur Aufrechterhaltung des Stromflusses, und damit des Magnetfeldes, wird folglich nur die Kühlleistung benötigt, welche die Wärmeverluste der supraleitenden Spule an die Umgebung ausgleicht. Im Falle des HADES-Magneten entspricht dies etwa einer Kühlleistung von $100W$ (bei einer Leistungsaufnahme der Kühlanlage von rund $100kW$). Hinzu kommen noch etwa $10kW$ Leistungsaufnahme der Stromversorgungseinheit des Magneten.

Der Vorteil eines supraleitenden Magneten im Vergleich zu einem normalleitenden Magneten liegt auf der Hand. Die deutlich niedrigeren Stromkosten gleichen die höheren Anschaffungskosten schnell wieder aus.

3 Eigenschaften des HADES-Magneten

Im folgenden soll zuerst der prinzipielle Aufbau des HADES-Magneten beschrieben werden. Daran anschließend wird detailliert auf die Feldeigenschaften eingegangen.

3.1 Aufbau des Magneten

Der HADES Magnet (Abbildung 3.2) besteht aus sechs einzelnen Spulen, die um 40° (Aussenseite) bzw. 45° (Innenseite) gegen die Senkrechte gekippt sind. Der Spulenquerschnitt ist stark länglich und verjüngt sich zur Strahlachse hin. Dies ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

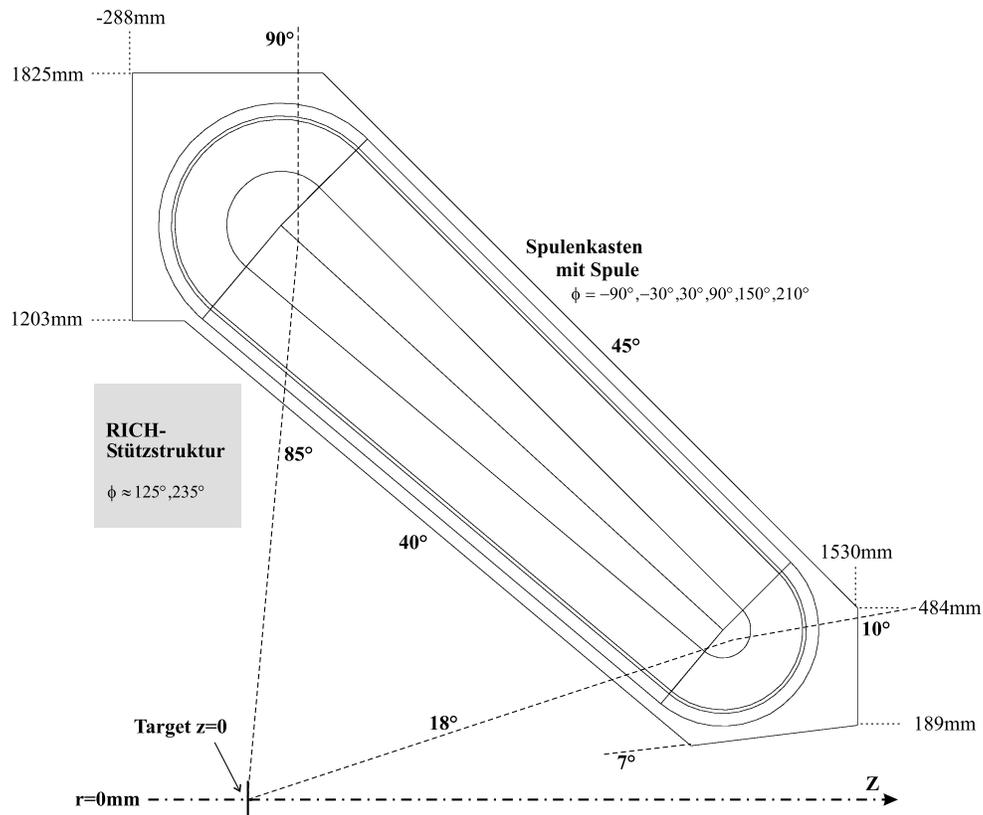


Abbildung 3.1: Querschnitt durch einen Spulenkasten des HADES-Magneten. Der Verlauf der Spule ist angedeutet. Die langen gestrichelten Linien geben das aktive Volumen, z die Strahlachse an.

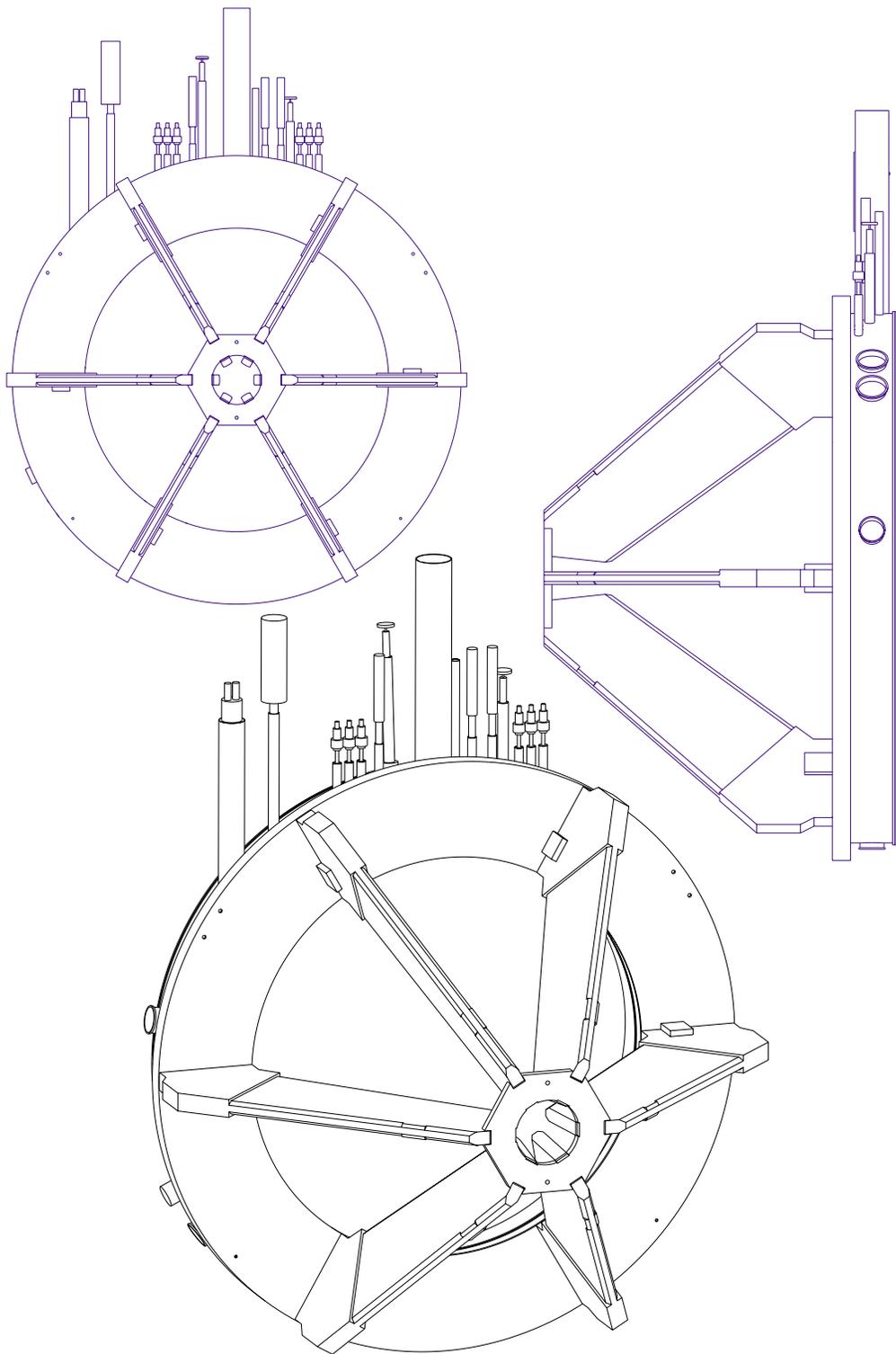


Abbildung 3.2: Skizze des HADES-Magneten. Zu sehen sind drei verschiedene Ansichten in unterschiedlichem Maßstab. Deutlich ist in allen drei Ansichten der kleine Stützring, sowie der große Stützring mit den Anschlüssen für Strom und Kühlung zu sehen.

Alle sechs Spulenkästen sind auf der Seite des größeren Durchmessers an einem Stützring befestigt. Seine Aufgabe besteht darin, die Strom- und Kühlleitungsanschlüsse aller sechs Spulen zusammenzuführen. Am anderen Ende sind die Spulenkästen durch ein Hexagon miteinander verbunden.

Die sechs Spulenkästen sind um jeweils 60° gegeneinander gekippt im Kreis um die Strahlachse angeordnet (Abbildung 3.2, links oben)

Als Werkstoff wurden ausschließlich Materialien mit niedrigen Kernladungszahlen verwendet, um Vielfachstreuung zu minimieren. Die Spulenkästen sind aus Aluminium gefertigt. Beim supraleitenden Material innerhalb der Spule handelt es sich um eine - in einer Kupfermatrix eingegossene - Niob-Titan-Legierung (Verhältnis $Nb:Ti=1:1$, $Z_{Nb}=41$, $Z_{Ti}=22$). Die daraus geformten Drähte werden verdreht und ebenfalls in Aluminium eingegossen (Abbildung 3.3). Das Verhältnis von $AlCu : NbTi$ liegt bei etwa 10:1, das von $Al:Cu(NbTi)$ bei etwa 3:1. Der hohe Aluminiumanteil ist notwendig, um im Falle eines plötzlichen Feldzusammenbruchs (Quench) die im Feld gespeicherte Energie von 1,4MJ ohne Schaden für den Magneten abführen zu können. Dies geschieht vorwiegend über einen externen Ohmschen Widerstand (Quenchwiderstand), der die Feldenergie in Wärme umwandelt (siehe auch Abschnitt 6.3.3).

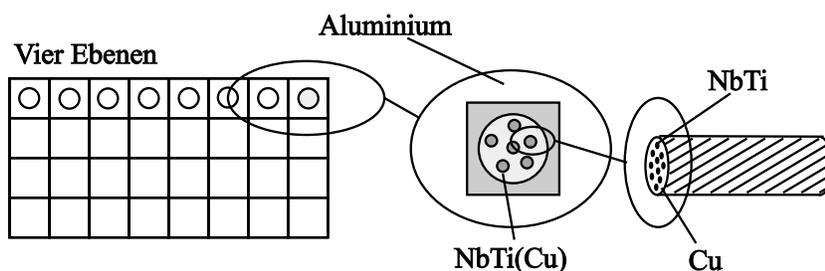


Abbildung 3.3: Aufbau der supraleitenden Windungen

Die so gefertigten Leitungen sind zu vier Spulen á 35 Windungen gewickelt und in vier Ebenen, die durch Aluminiumplatten (zur besseren Wärmeleitung) verbunden sind, übereinander gelegt. Dies ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. In Abbildung 3.4 sind zwei Fotos während der Herstellung von Spule und Spulenkästen zu sehen.

In Tabelle 3.1 sind die genauen technischen Daten noch einmal zusammengefasst.

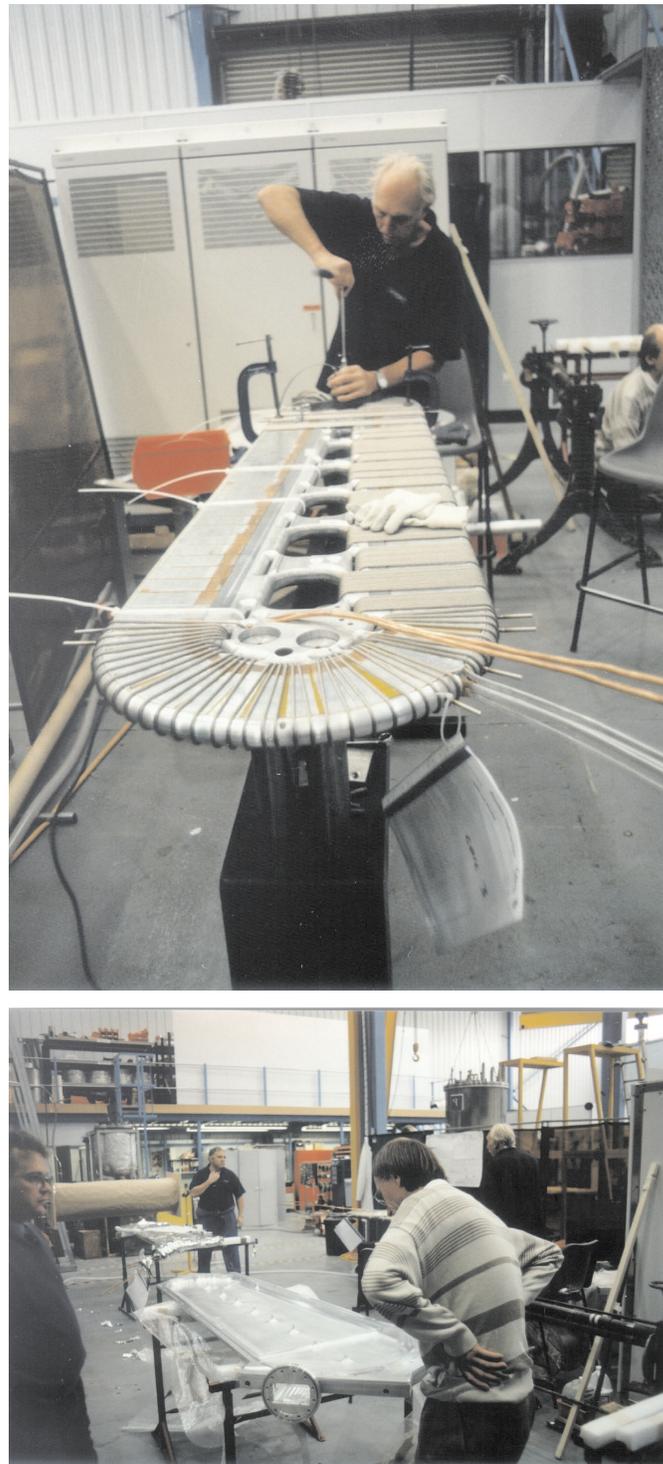


Abbildung 3.4: Das obere Foto zeigt eine Ebene einer Spule während der Herstellung. Die Stege in der Mitte dienen zur Aufnahme der auftretenden Kräfte. Man erkennt die Edelstahlrohre über welche die Kräfte zur Mitte geleitet werden. Im unteren Bild sieht man eine Hälfte eines Spulenkastens, im Vordergrund Wolfgang König, den technischen Leiter des HADES-Projektes.

Anzahl der Spulen	6
Stromwindungen pro Spule (NI)	484000A
Anzahl Ebenen pro Spule	4
Anzahl Windungen pro Ebene	35
Leitungsquerschnitt	$7,95mm \cdot 3,40mm$
- $NbTi$	$2,141mm^2$
- Kupfer	$4,238mm^2$
- Aluminium	$20,55mm^2$
Isolierung	$4,80mm^2$
Isolation (Kapton, Glas)	$8,35mm \cdot 3,80mm$
Auslegungsstrom	3566A
Maximales Feld	3,77T
Arbeitstemperatur	4,6K
Induktion	0,22H
Gespeicherte Energie	1,41MJ
Zeit zum Hoch-/Runterfahren des Feldes	$\sim 1h$
Entladespannung	200V
Leitungslänge pro Spule	572m
Gesamtgewicht	3,5t
Fertigungstoleranz des Zentrums des Stromflusses	$\pm 1,5mm$
Positionierungstoleranz des Zentrums des Stromflusses	$\pm 2,5mm$

Tabelle 3.1: Übersicht über die technischen Daten des supraleitenden Toroiden des HADES-Experiments (aus [Oxf])

3.2 Konsequenzen der Spulengeometrie

Randfelder aufgrund diskreter Spulen

Der HADES-Magnet erzeugt toroidal um die Strahlachse umlaufende Magnetfeldlinien. Da es sich hier aufgrund der Segmentierung nicht mehr um einen idealen Torus handelt, nimmt das Feld im Bereich zwischen den Spulen einen Raum ein, der deutlich über die Abmessungen der Spulen hinaus geht.

Dies wird durch die Abbildungen 3.5 veranschaulicht. Dargestellt sind Kontur-Linien der Feldverteilung für die Drehwinkel $\phi = 0^\circ, 15^\circ, 25^\circ, 30^\circ$. Hierbei entspricht $\phi = 0^\circ$ der Mitte eines HADES-Segments, $\phi = 30^\circ$ dem Feld in der Spulenebene.

Das maximale Feld (bei einem maximalen Strom von 3470A) liegt - innerhalb des Spulenkastens - bei 3,77T, am Rand des Spulenkastens etwa bei 2,4T und in der Mitte zwischen den Spulen jeweils bei Werten bis zu 0,8T.

Eine Toroidgeometrie, wie sie der HADES-Magnet besitzt, erzwingt ein stark inhomogenes Feld in Spulennähe. Darauf wird nachstehend näher eingegangen:

Ausgangspunkt folgender Überlegungen ist ein ideales Toroidalfeld.

Nach dem Satz von *Stokes* ist ein beliebiges geschlossenes Wegintegral, über die Feldkomponente in Wegrichtung, direkt proportional dem integralen, senkrecht durch die umschließende Fläche fließenden Strom.

Für das Feld im Torus (toroidaler Radius R_0 , poloidaler Radius r_0 , $r_0 \ll R_0$) folgt, daß das

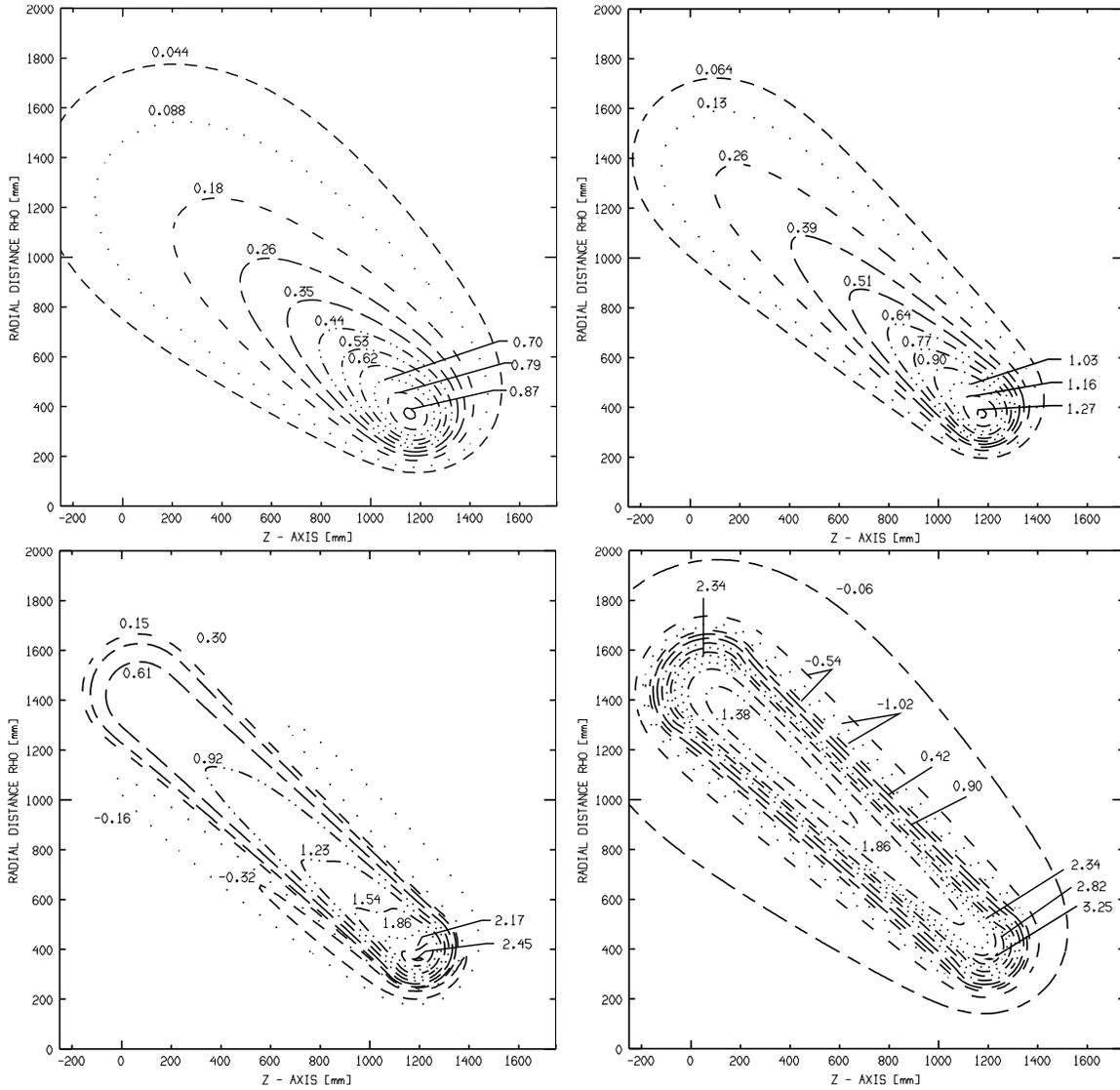


Abbildung 3.5: Konturplot des Magnetfeldes bei (von links oben nach rechts unten) $\phi = 0^\circ$ (Mitte zw. zwei Spulen), $\phi = 15^\circ$, $\phi = 25^\circ$ (Rand des aktiven Bereiches) und $\phi = 30^\circ$ (Mitte des Spulenkastens). Aufgetragen ist die azimutale Feldkomponente in Tesla in Abhängigkeit von der radialen Position bzgl. der Symmetrieachse und der z -Position bzgl. des Targetpunktes.

Feld im Abstand R (R innerhalb des *Torusschlauchs*) zur Symmetrieachse gerade

$$2\pi R \cdot B_\varphi(R) = \mu_0 NI \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow B_\varphi(R) = \frac{B_0}{R} \quad \text{mit} \quad B_0 := \mu_0 \frac{NI}{2\pi} \quad (3.2)$$

ist, wobei $B_\varphi(R)$ das Feld in toroidaler Richtung im Abstand R , N die Anzahl der Spulenwindungen und NI der Strom durch die Spule, ist. Für R außerhalb des *Schlauchs* gilt $B_0 = 0$.

Für ein Wegintegral, welches eine Fläche einschließt, durch die kein Strom fließt, gilt:

$$\int_l \vec{B} d\vec{l} = 0 \quad (3.3)$$

Man wählt nun ein Wegintegral, wie es in Abbildung 3.6 für einen segmentierten Toroiden dargestellt ist.

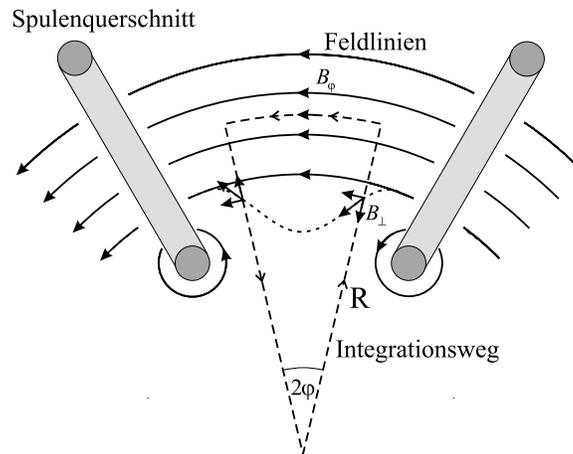


Abbildung 3.6: Möglicher Integrationsweg im Feld des segmentierten Torus. Es ergeben sich Feldlinien (gepunktet) die von denen des idealen Toroiden (durchgezogen) abweichen (s.Text).

Der Anteil des Wegintegrals längs des toroidalen Wegabschnittes ergibt sich zu $B_\varphi(R) \cdot 2\varphi R$, die Anteile entlang der radialen Wegabschnitte müssen aus Symmetriegründen gleich sein und ergeben sich zu $2\bar{B}_\perp \cdot R$. Hierbei beschreibt \bar{B}_\perp das mittlere radiale Feld entlang des Weges R .

Da von dem gewählten Wegintegral kein Strom eingeschlossen wird, gilt:

$$2B_\varphi(R) \cdot R\varphi + 2\bar{B}_\perp \cdot R = 0 \quad (3.4)$$

Daraus folgt direkt ein Zusammenhang zwischen der toroidalen und der mittleren radialen Feldkomponente:

$$\bar{B}_\perp = -B_\varphi(R) \cdot \varphi \quad (3.5)$$

Offensichtlich müssen entlang des radialen Weges (im Mittel) Feldkomponenten existieren, die der Integrationsrichtung entgegengerichtet sind. Dies bedeutet insbesondere, daß in einem segmentierten Torus Feldkomponenten existieren, die es im idealen Torus nicht gibt.

Addiert man solche Komponenten zum toroidalen Feldverlauf, ergeben sich Feldlinien im Bereich zwischen den Spulen, die über den Spulenquerschnitt hinaus gehen.

Dies führt zur Ablenkung eines Teilchens auch in azimuthaler Richtung (vgl. ideales Toroidal-feld).

Wie oben erwähnt, zeigt das toroidale Feld eine $1/R$ -Abhängigkeit (Gleichung 3.2); für die azimuthale Impulsänderung gilt:

$$\Delta p_\varphi = e \cos \gamma \cdot \int_R B_\perp \cdot dr = e \cos \gamma \cdot \bar{B}_\perp \cdot R = e \cos \gamma \cdot B_\varphi(R) \cdot \varphi R \quad (3.6)$$

$$\Rightarrow \Delta p_\varphi = p_0 \cdot \varphi \cdot \cos \gamma \quad \text{mit} \quad p_0 := eB_0/2 = 14,5 \frac{MeV}{c} \quad (3.7)$$

γ beschreibt hier die Einflugrichtung ins Feld.

Offensichtlich ist die azimuthale Impulsänderung direkt proportional zum Azimutwinkel, unter dem ein Teilchen in das Feld eindringt oder es verläßt. Ganz im Gegensatz dazu und ganz im Gegensatz zur polaren Ablenkung zeigt die azimuthale Impulsänderung keine Abhängigkeit vom radialen Abstand R zur Symmetrieachse.

Ist die azimuthale Ablenkung im Feld klein gegen den Winkel φ , bedeutet dies, daß sich die Impulsänderungen, die das Teilchen beim Ein- und Austritt erfährt, gerade kompensieren.

Magnetfeldoptimierung längs der Spule

Im HADES-Experiment verlaufen die beiden Längsseiten der Spulen allerdings nicht parallel, sondern verjüngen sich zur Strahlachse hin. Die Impulsänderungen beim Ein- und Austritt heben sich nicht mehr gegenseitig auf.

Warum dies so konstruiert wurde, und was dies für die eben berechnete azimuthale Impulsänderung bedeutet, soll nun kurz erklärt werden.

Das Feld eines Toroiden wird mit kleineren radialen Abständen von der Symmetrieachse im Verhältnis $1/R$ größer. Im Vergleich dazu steigt der mittlere Impuls des emittierten Leptons, zu kleineren Polarwinkeln hin, überproportional an. Um zu verhindern, daß Teilchen kleinen mittleren Impulses durch eine überproportionale Ablenkung im Feld aus der geometrischen Akzeptanz fallen, wird das Magnetfeld an die Polarwinkelverteilung der mittleren Impulse angepaßt. Da sich dies nicht für alle Systeme gleichermaßen erreichen läßt, wurde die Geometrie für symmetrische Stoßsysteme für Strahlenergien von $1AGeV$ optimiert. Dies wird durch eine Verjüngung der Spulen, zur Strahlachse hin, erreicht. Durch eine solche Verjüngung wird im wesentlichen der Weg s verkürzt, den das Teilchen im Feld zurücklegt. Nach Gleichung 1.8 führt dies direkt zu einer kleineren Impulsänderung.

Für die relative Impulsänderung, und damit auch für den Ablenkwinkel, Teilchen mittleren Impulses bedeutet dies, daß die Impulsänderung näherungsweise unabhängig vom Emissionswinkel wird. Dies versucht Abbildung 3.7 anschaulich wiederzugeben. (Zum Vergleich: Abbildung 1.5)

In Tabelle 3.2 sind exemplarisch einige Werte für mittlere Leptonenimpulse \bar{p}_e (aus dem ω -Zerfall) zusammengestellt. Aufgeführt ist die relative Impulsänderung $\frac{\Delta p_t}{\bar{p}_e}$ in Abhängigkeit von verschiedenen Emissionswinkeln für verschiedene Strahlenergien.

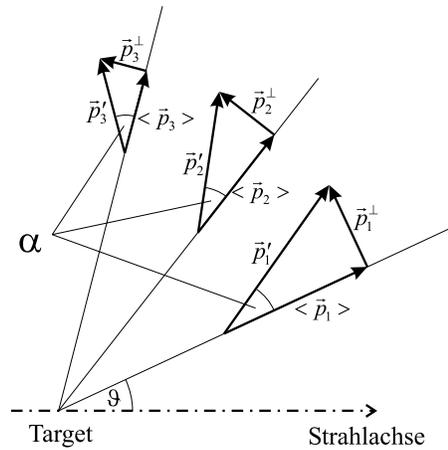


Abbildung 3.7: Impulsänderungen für verschiedene Emissionswinkel. Aufgrund des Feldverlaufes wird erreicht, daß der Ablenkwinkel eines Teilchens mittleren Impulses im Feld unabhängig vom Emissionswinkel wird.

	Θ	25°	45°	60°	80°
	Δp_t	$103 \frac{MeV}{c}$	$70 \frac{MeV}{c}$	$62 \frac{MeV}{c}$	$50 \frac{MeV}{c}$
1 GeV	\bar{p}_e	$700 \frac{MeV}{c}$	$550 \frac{MeV}{c}$	$450 \frac{MeV}{c}$	$350 \frac{MeV}{c}$
	$\frac{\Delta p_t}{\bar{p}_e}$	15%	13%	14%	14%
2 GeV	\bar{p}_e	$800 \frac{MeV}{c}$	$600 \frac{MeV}{c}$	$400 \frac{MeV}{c}$	$300 \frac{MeV}{c}$
	$\frac{\Delta p_t}{\bar{p}_e}$	13%	12%	15%	17%

Tabelle 3.2: Relative transversale Impulsänderung (für e^- aus dem ω -Zerfall in Abhängigkeit vom Emissionswinkel, mittlerem Leptonenimpuls und der Strahlenergie. Aus [Sch95].

Folgen der Optimierung

Eine solche Spulengeometrie hat insbesondere Auswirkungen auf die in Gleichung 3.7 berechnete azimutale Impulsänderung. Da sich die azimutalen Richtungsänderungen beim Ein- und Austritt der Teilchen nicht aufheben, ergibt sich eine Nettoimpulsänderung in azimutaler Richtung (eine Nettofokussierung zwischen zwei Spulen). Dies wird in Abbildung 3.8 dargestellt. Einige Zahlenbeispiele sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Die Differenz zweier Spalten entspricht vereinfacht der azimutalen Nettoimpulsänderung beim Durchqueren des Feldes. Die Azimutwinkeländerung des Teilchens im Feld wird dabei wieder als vernachlässigbar klein angenommen. Vergleicht man nun die azimutale Nettoimpulsänderung mit der polaren Impulsänderung, sieht man, daß die azimutale Impulsänderung maximal 5% der polaren Impulsänderung beträgt. Außerdem wird hier nochmal deutlich, daß die Impulsänderung, die das Teilchen erfährt, von seinem Impuls unabhängig ist.

Weiterhin sind in Abbildung 3.9 der Azimutalwinkel eines Teilchens, während es das Feld

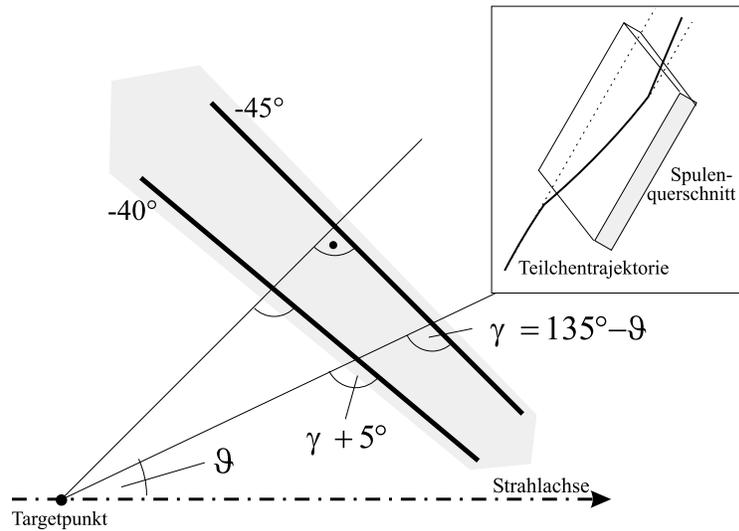


Abbildung 3.8: Dargestellt ist der unterschiedliche Winkel unter dem ein Teilchen ins Feld ein- bzw. austritt. Rechts oben ist ein Schnitt durch eine Ebene senkrecht zur Spule (längs einer Teilchenbahn) dargestellt. Die polare Winkelablenkung ist nicht dargestellt.

$\varphi \setminus \vartheta$	20°	25°	30°	35°	40°	45°
0°	0	0	0	0	0	0
5°	1,2	0,5	0,4	0,2	0,1	0
10°	2,3	0,9	0,7	0,4	0,2	0
15°	3,4	1,3	1,1	0,6	0,3	0
20°	4,8	1,9	1,4	0,9	0,5	0
25°	5,9	2,3	1,8	1,1	0,6	0

Tabelle 3.3: Die Tabelle zeigt den Betrag der Impulsänderung in azimuthaler Richtung, hervorgerufen durch Inhomogenitäten im nichtidealen Torus, in MeV/c in Abhängigkeit vom Emissionswinkel $\vartheta \simeq 135^\circ - \gamma$ und dem Azimutwinkel φ

durchquert (unten), und die relative azimuthale Winkeländerungen zum Ausgangswinkel, zu jedem Zeitpunkt der Durchquerung, für drei verschiedene Ausgangswinkel (oben) dargestellt. Deutlich ist die Nettoablenkung in azimuthaler Richtung zu erkennen.

3.3 An den Spulen auftretende Feldkräfte

Aufgrund des gegenläufigen Stromflusses in gegenüberliegenden Spulensegmenten treten starke Kräfte auf, die auf die Spule wirken. Diese wirken im wesentlichen radial nach außen. Um einer Deformation vorzubeugen, müssen die Kräfte entsprechend abgeleitet werden.

In Abb.3.10 sind die Kräfte für einen geschlossenen Weg entlang einer der Spulen des HADES-Magneten dargestellt. Zu sehen sind die Kräfte parallel zur Strahlachse (dF/dz) und die Kraftkomponente senkrecht dazu (dF/dx). Die maximal auftretenden Kräfte liegen bei bis zu 60kg/mm .

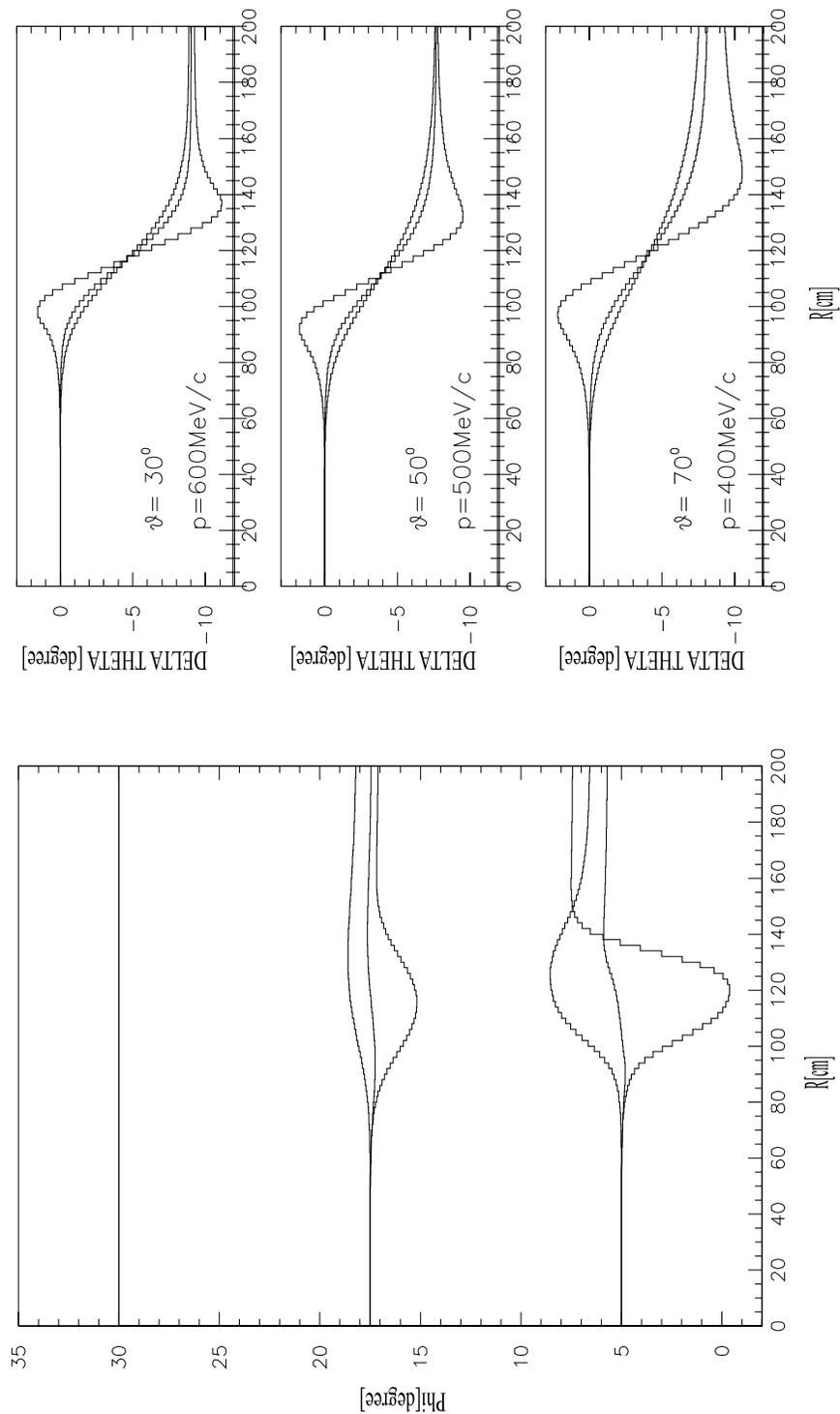


Abbildung 3.9: Polar- (Abb. oben) und Azimutalablenkung (Abb. unten) im toroidalen Magnetfeld bei einem Spulenstrom von $484 \text{ kA} \cdot N$. R beschreibt die Entfernung vom Target.

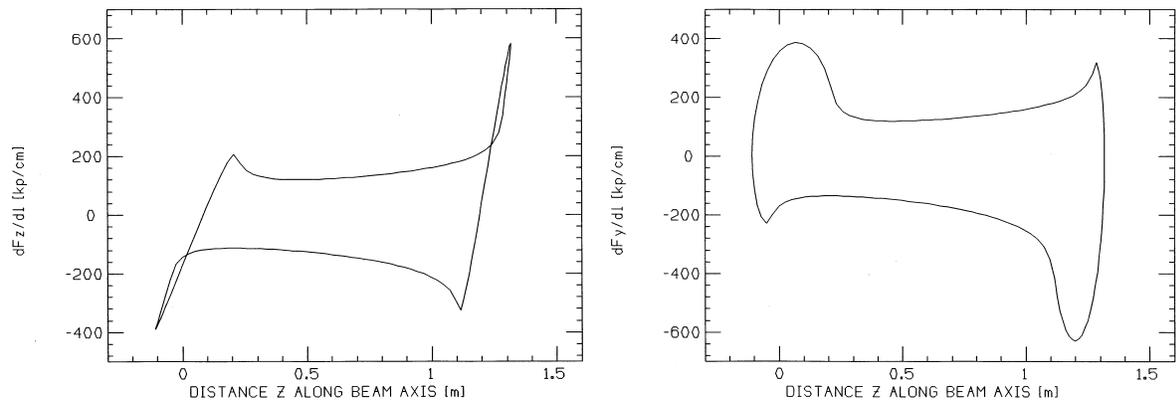


Abbildung 3.10: Dargestellt sind die Kräfte, die bei vollem Feld auf die Spulen wirken. Das obere Bild zeigt die zur Strahlachse parallele Komponente in kg/mm , das untere die zur Strahlachse senkrechte.

Die Spulenkästen wurden während der Inbetriebnahme des Magneten so justiert, daß die azimuthalen Kräfte minimiert werden (Idealfall: $F = 0$). Die Kräfte auf die Spulen selber werden über Edelstahlrohre und verschiedene Stützstrukturen abgefangen.

4 Inbetriebnahme (Terminplan)

Die folgenden Tabelle soll einen Überblick über die Installation (Frühjahr 1998) und Inbetriebnahme des Magneten (Sommer 1998) geben [Pro98].

6. April	Ankunft der letzten Teile des Magneten bei der GSI
9. April	Verflüssiger fertig aufgebaut
14. April-10. Mai	Aufbau der mechanischen und elektrischen Komponenten
11. Mai	Beginn der Inbetriebnahme
13. Mai	Beginn des ersten <i>Cooldown</i>
16. Mai	Magnet auf 120K, Beginn der Kühlung der Wärmeabschirmung
18. Mai	Beginn der Kühlung durch den Verflüssiger
21. Mai	Erneuter Start der Kühlung durch den Verflüssiger nach einigen Problemen mit Temperatursensoren und Ventilen.
24. Mai	Magnetkühlung beendet, Beginn der Befüllung mit flüssigem <i>He</i>
25. Mai	Ausfall der Wasserkühlung (Es wurde ohne vorherige Warnung wegen Wartungsarbeiten die Wasserzufuhr abgestellt). Daraus resultierte die Abschaltung der gesamten Kühlanlage.
26. Mai, 6:50h	Der Helium-Vorratsbehälter des Magneten an der Kryoanlage ist zu 50% befüllt. Der Magnet ist betriebsbereit.
26. Mai, 15:50h	Zum ersten Mal wird der Magnet an der GSI mit einem Strom von 500A betrieben.
26. Mai, 16:15h	Zum ersten Mal wird der Magnet an der GSI mit einem Strom von 1000A betrieben. Nebenbei werden die Spulen kräftefrei justiert, so daß eine gute azimutale Positionierung der Spulen zueinander gewährleistet ist. (Die entsprechende Meßeinheit ist auf dem Foto auf Seite 17 zu sehen)
27. Mai, 15:23h	Beim Versuch den Magneten bei 1600A zu betreiben, spricht bei einem Strom von 1300A der Quenchdetektor an. Wie sich später herausstellt, handelt es sich dabei um Probleme mit den Sensoren, welche die Temperatur der Spulen messen. Diese entfernen sich bei eingeschaltetem Feld von den Spulen und zeigen zu hohe Werte an.
27. Mai, 19:00h	Bei Einstellen des Stromes auf 1600A wird ein Überschwingen des Stromes festgestellt - dies lag an einer fehlerhaften Regelungseinheit.
27. Mai, 19:12h	Bei 1700A kommt es zum Quench des Magneten. Wegen zu niedriger Kühlleistung an der Stromzuführung wurde ein Übergang Supraleiter-Supraleiter normalleitend - der Quenchwiderstand (der dazu dient den größten Teil der im Feld gespeicherte Energie von 1,4MJ ohne Schaden für den Magneten abzuführen) glüht. Ebenfalls ist deutlich ein Ansteigen der Temperatur der Spule zu beobachten (Abbildung 4.1).

28. Mai-5. Juni	Nach einem Umpolen der Feldrichtung werden mehrere Schnellabschaltungen (Abschnitt 6.3.3) vom Quenchdetektor ausgelöst. Die Stromversorgung zeigt Instabilitäten bei hohen Strömen.
2. Juli	Beginn der zweiten Inbetriebnahmephase
8. Juli	Magnet gekühlt
8. Juli, 22:20	Maximaler Strom: +3470A
9. Juli, 21:45	Maximaler Strom: -3470A
11. Juli	Ende der Inbetriebnahme
September	Aufbau und Justierung der Apparatur zur Messung einer Feldkarte
15. Oktober	Beginn der ersten Feldmessungen
29. Oktober	Ende des ersten Meßzyklus
Okt./Nov.	Aufbau des HADES-Grundgerüst' (Mainframe)
11. November	Beginn weiterer Feldmessungen
19. November	Ende der Feldmessungen

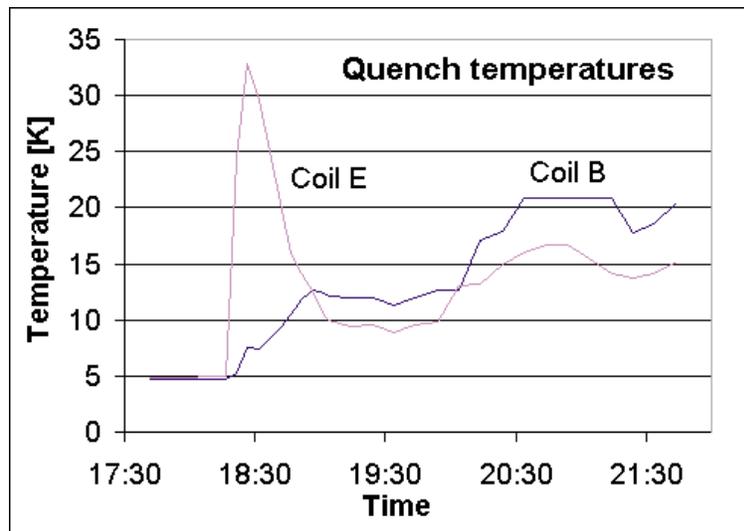


Abbildung 4.1: Temperaturverlauf in zwei Spulen während des Quench am 27. Mai. Deutlich ist eine Erwärmung einer Spule zu erkennen, die normalerweise nicht erwärmt wird (*coil E*). Zum Vergleich ist der Temperaturverlauf einer anderen Spule zu sehen. Dieser entsteht durch Wirbelströme.

5 Feldmessung

Für die Datenanalyse des HADES-Experiments soll eine detaillierte Simulation des Feldes herangezogen werden. Wie bereits in Abschnitt 1.4.3 besprochen wurde, ist es notwendig, die Genauigkeit einer solchen Feldkarte durch Feldmessungen zu überprüfen.

Im folgenden Teil der Arbeit sollen zuerst die Probleme, die bei solchen Messungen, speziell im Fall des HADES-Magneten, auftreten, untersucht werden. Im Anschluß daran werden der Versuchsaufbau, seine Justierung und die angewendeten Datenkorrekturverfahren besprochen.

5.1 Anforderungen

Im Vergleich zur Vermessung eines homogenen Magnetfeldes, wie z.B. bei Dipolen in Strahlführungen, sind an die Vermessung des Feldes des HADES-Magneten besondere Anforderungen zu stellen.

Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt existieren in einem segmentierten Toroiden, wie im Fall des HADES-Magneten, deutliche Unterschiede zu einem idealen Torus. Dies betrifft insbesondere die Existenz von nicht vernachlässigbaren Feldkomponenten in poloidaler Richtung.

In Abbildung 5.1 sind für verschiedene Azimut- und Polarwinkel die jeweiligen Feldkomponenten entlang der Trajektorie eines unendlich steifen Teilchens zu sehen. Hierbei stellt die durchgezogene Linie die toroidale Komponente (B_φ) dar. Im Vergleich zum idealen Torus ist sie zwischen zwei Spulen dem Betrag nach kleiner und über eine größere Strecke ausgehnt. Die gestrichelte Linie zeigt die Komponente senkrecht zur toroidalen Komponente und senkrecht zur Teilchentrajektorie. Sie verursacht die azimutale Impulsänderung, wie sie in Abschnitt 3.2 hergeleitet wurde. Man sieht deutlich, daß sich die integralen Felder beim Ein- und Austritt des Teilchens nicht ganz aufheben. Die gepunktete Linie gibt die Komponente parallel zur Teilchenbahn an.

Es ist unmittelbar zu sehen, daß im Gegensatz zum idealen Torus nicht nur weitere Feldkomponenten existieren, sondern diese dem Betrag nach ähnliche Werte wie die toroidale Komponente haben. Hinzu kommen noch Orte hoher Feldgradienten.

Möchte man nun eine Feldvermessung durchführen, ist nicht nur die Genauigkeit der Messung wichtig, sondern vor allem eine hohe Justiergenauigkeit, da sich aufgrund starker Inhomogenitäten schon minimale Justierfehler deutlich im Meßergebnis bemerkbar machen können.

Damit eine Feldvermessung eine Übereinstimmung der Simulation mit dem realen Feld von besser als $30 \cdot 10^{-4}T$ (im Mittel) nachweisen kann, muß folglich die (relative) Positionsbestimmung mit einer Genauigkeit der Größenordnung $0,1mm$ durchgeführt werden. Ein Versuchsaufbau, der diese Anforderungen erfüllt, wird nachstehend diskutiert.

5.2 Versuchsaufbau

Im Sommer 1998 wurde eine Meßeinheit zur Vermessung des Magnetfeldes des HADES-Magneten aufgebaut. Die folgenden Abschnitte beschreiben Mechanik und Elektronik zur

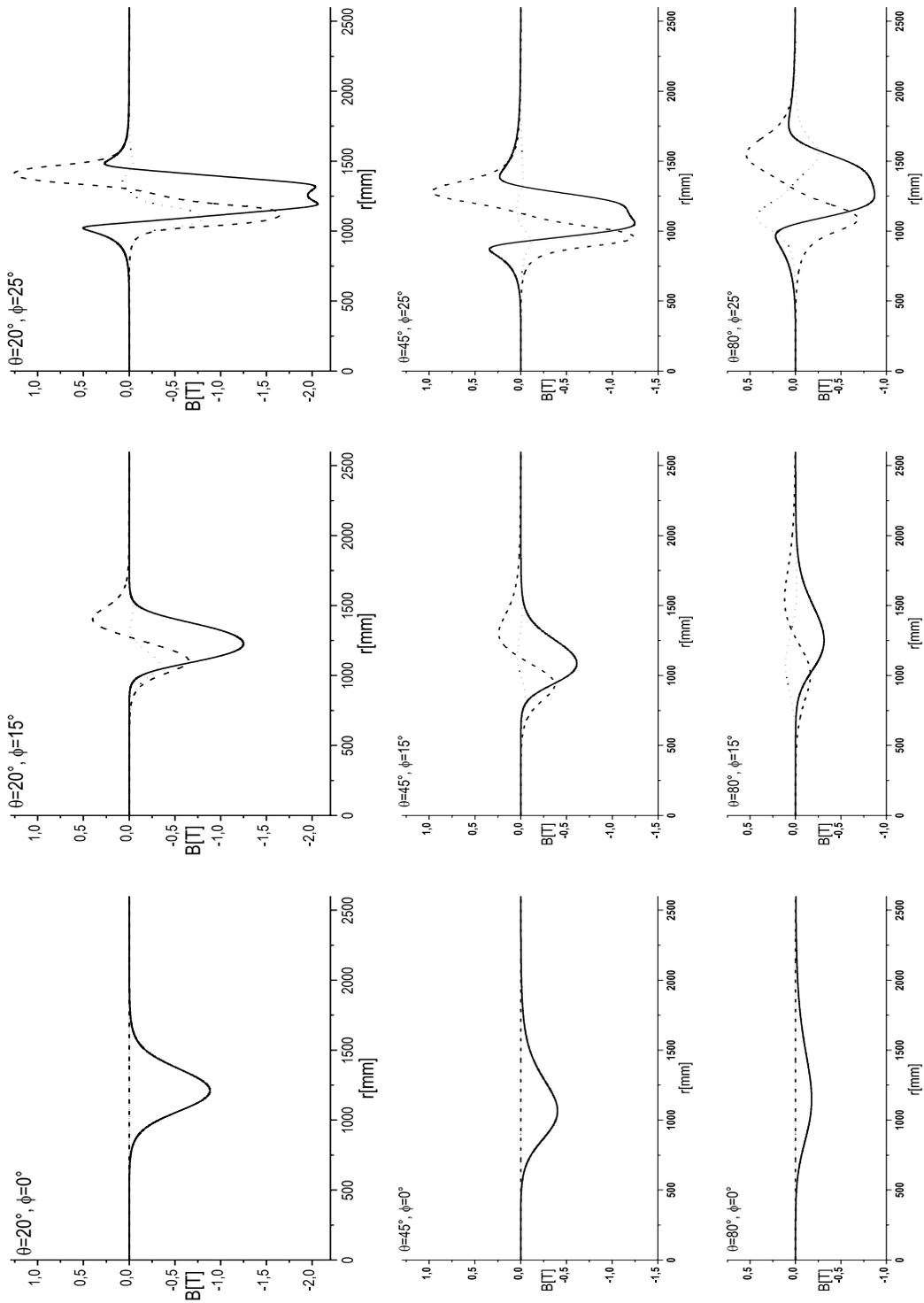


Abbildung 5.1: Feldverlauf entlang der Trajektorie eines unendlich steifen Teilchens. Die durchgezogene Linie zeigt die azimuthale Feldkomponente (verursacht eine radiale Ablenkung), die gepunktete die parallel zur Teilchenbahn (keine Ablenkung) und die gestrichelte Linie zeigt die Komponente, die auf die beiden anderen senkrecht steht (azimutale Ablenkung).

Feldmessung sowie zur Positionsbestimmung der Magnetfeldsonde.

Mechanik zur Magnetfeldmessung

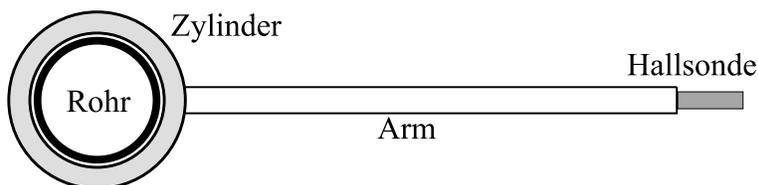


Abbildung 5.2: Skizze der Sondenhalterung. Die Sonde ist als Verlängerung eines Aluminiumrohres (*Arm*) montiert. Dieser ist seinerseits an einem Messingzylinder befestigt, welcher drehbar auf einem Rohr gelagert ist.

Zur Messung des Magnetfeldes wurde eine GSI-eigene 3D-Hallsonde verwendet. Die 3D-Hallsonde besteht aus drei einzelnen Hallsonden, welche jeweils zueinander senkrechte Feldkomponenten messen. Bei der Auswertung war daher zu beachten, daß die drei Hallsonden jeweils einen Abstand von 10mm (in Längsrichtung zum *Arm*) zueinander haben.

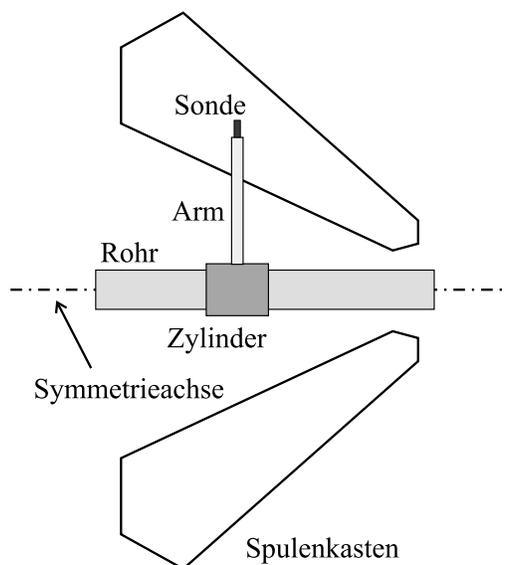


Abbildung 5.3: Skizze der Meßeinheit. Auf der Symmetrieachse des Magneten ist ein Aluminiumrohr justiert, über welches ein Messingzylinder mit Meßarm (Abbildung 5.2) geschoben ist.

Die Sonde wurde als Verlängerung eines Rohres (*Arm*) montiert. Der Arm ist seinerseits fest mit einem Messingzylinder verbunden, welcher über ein Alurohr geschoben ist. Außerdem ist der Zylinder auf dem Rohr verschiebbar. Das Alurohr (*Rohr*) ist auf der Symmetrieachse des Magneten justiert (Abbildung 5.3). Insgesamt existieren zwei Zylinder; um während einer Messung unter verschiedenen Radien messen zu können, existieren zwei Arme unterschiedlicher Länge. Die Arme sind jeweils so gefertigt, daß sich die mittlere der drei Hallsonden

650mm bzw. 1000mm von der Symmetrieachse entfernt befindet. Die Fertigungstoleranzen sind so gewählt, daß dadurch die radiale Sondenposition auf 0,1mm genau bestimmt ist. Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu gewährleisten, wurden beide Arme fest an je einem Messingzylinder montiert.

Elektronik zur Magnetfeldmessung

Die drei Hallsonden werden über eine - ebenfalls GSI-eigene - Ausleseelektronik mit einem PC und dem entsprechenden Meßprogramm ausgelesen. Die Meßsoftware führt zuerst anhand der Eichkurven der drei Sonden eine Kalibrierung durch, um aus den gemessenen Hallspannungen die zugehörige Magnetfeldstärke zu bestimmen; anschließend wird eine mathematische Korrektur der relativen Ausrichtungen der Sonden zueinander durchgeführt, da diese nicht wirklich genau senkrecht zueinander stehen.

Mechanik zur Positionsbestimmung

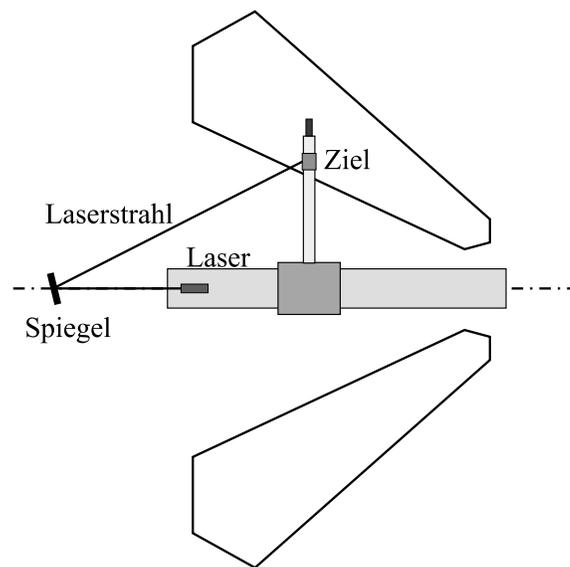


Abbildung 5.4: Skizze der Positionsbestimmung. Mit Hilfe eines Spiegels wird ein Laser auf eine Zielmarkierung positioniert. Die Position der Marke kann mit Hilfe des Kipp- und Drehwinkels des Spiegels bestimmt werden.

Da die radiale Position der Sonde bekannt ist, muß noch der Drehwinkel bestimmt werden, unter dem der Meßarm im Raum steht. Dies geschieht mit Hilfe eines Lasers. Sein Strahl ist entlang der Symmetrieachse gerichtet. Mit einem Ablenkspiegel, der sowohl durch ein Goniometer in polarer Richtung gekippt, wie auch mit Hilfe eines Drehtisches in azimuthaler Richtung gedreht werden kann (Abbildung 5.4), wird der Laserstrahl auf eine am Arm der Sondenhalterung angebrachte Zielmarke¹ positioniert. Über den Drehwinkel des Tisches kann nun relativ die azimuthale Position der Sonde bestimmt werden. Der Polarwinkel entspricht

¹Hierbei handelt es sich um ein auf Papier gezeichnetes Fadenkreuz.

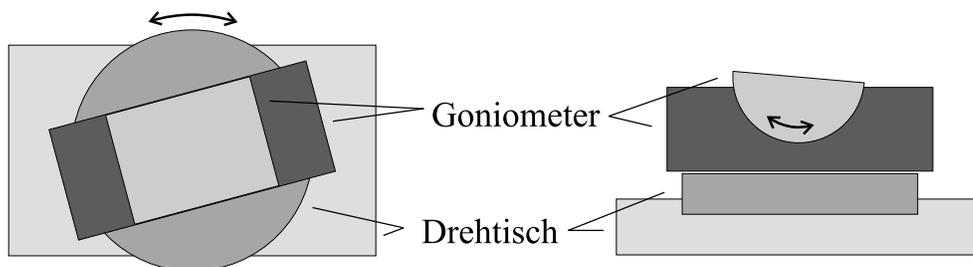


Abbildung 5.5: Skizze der Laserablenkeinheit. Auf einem Goniometer ist ein Spiegel montiert. Das Goniometer seinerseits kann über einen Drehtisch bewegt werden.

der polaren Position der Zielmarkierung, nicht der der Sonde. Dieser Winkel sollte sich bei hinreichender Justierung nicht verändern, zur Überprüfung wird er deshalb mitgemessen.

Die Winkelauflösung beider Geräte liegt bei $0,0025^\circ$. Die garantierte Genauigkeit des Drehtisches liegt bei $0,003^\circ$, die des Goniometer bei $0,004^\circ$. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß der gemessene Polarwinkel nur dem halben Ablenkwinkel entspricht. Dies entspricht einer radialen Positioniergenauigkeit des Laserpunktes (je nach Lage des Meßkreises) von $0,21\text{mm}$ bis $0,38\text{mm}$. Die azimutale Genauigkeit liegt bei $0,08\text{mm}$ bis $0,13\text{mm}$. Da die Positionierung des Lasers per Auge kontrolliert wurde und der Laserpunkt (je nach Entfernung) einen Durchmesser zwischen $0,8\text{mm}$ und $1,5\text{mm}$ hat, wird diese Genauigkeit nur bedingt erreicht.

In Abbildung 5.6 ist der Meßarm mit Sonde, Zielmarke (mit Laserpunkt) sowie Alurohr und Zylinder noch einmal als Foto zu sehen.

Elektronik zur Positionsmessung

Sowohl Goniometer als auch Drehtisch werden durch Schrittmotoren bewegt. Die Schrittmotorsteuerung und Positionsauslese erfolgt mit Hilfe einer eigens zu diesem Zweck entwickelten Mikrocontrollersteuerung. Dadurch wird die Ausführung der Bewegungen vom Steuercomputer (oben erwähntem Linux-PC) unabhängig. Außerdem werden vom Microcontroller Hystereseeffekte (Drehtisch: $0,006^\circ$, Goniometer: $0,020^\circ$) so korrigiert, daß diese bei den Messungen keine Rolle mehr spielen. Dies geschieht durch einen Algorithmus, der es erlaubt, jede Position aus der gleichen Richtung anzufahren.

5.3 Justierung

Um die erforderliche Meßgenauigkeit erreichen zu können, müssen die verschiedene Komponenten zueinander justiert werden.

Justierung des Rohres

Um die genaue Sondenposition im Feld zu gewährleisten, muß das Aluminiumrohr auf der Symmetrieachse des Magneten justiert werden. Benutzt wird die mechanische Symmetrieachse des Magneten. Hierzu wird an festen Justagepunkten der Spulenkästen ein Schwingarm (Abbildung 5.7) eingehängt. Beim Durchschwingen wird mit Hilfe einer Fühlerlehre der kleinste Abstand zum Rohr bestimmt. Dies kann sowohl im vorderen wie auch im hinteren Teil

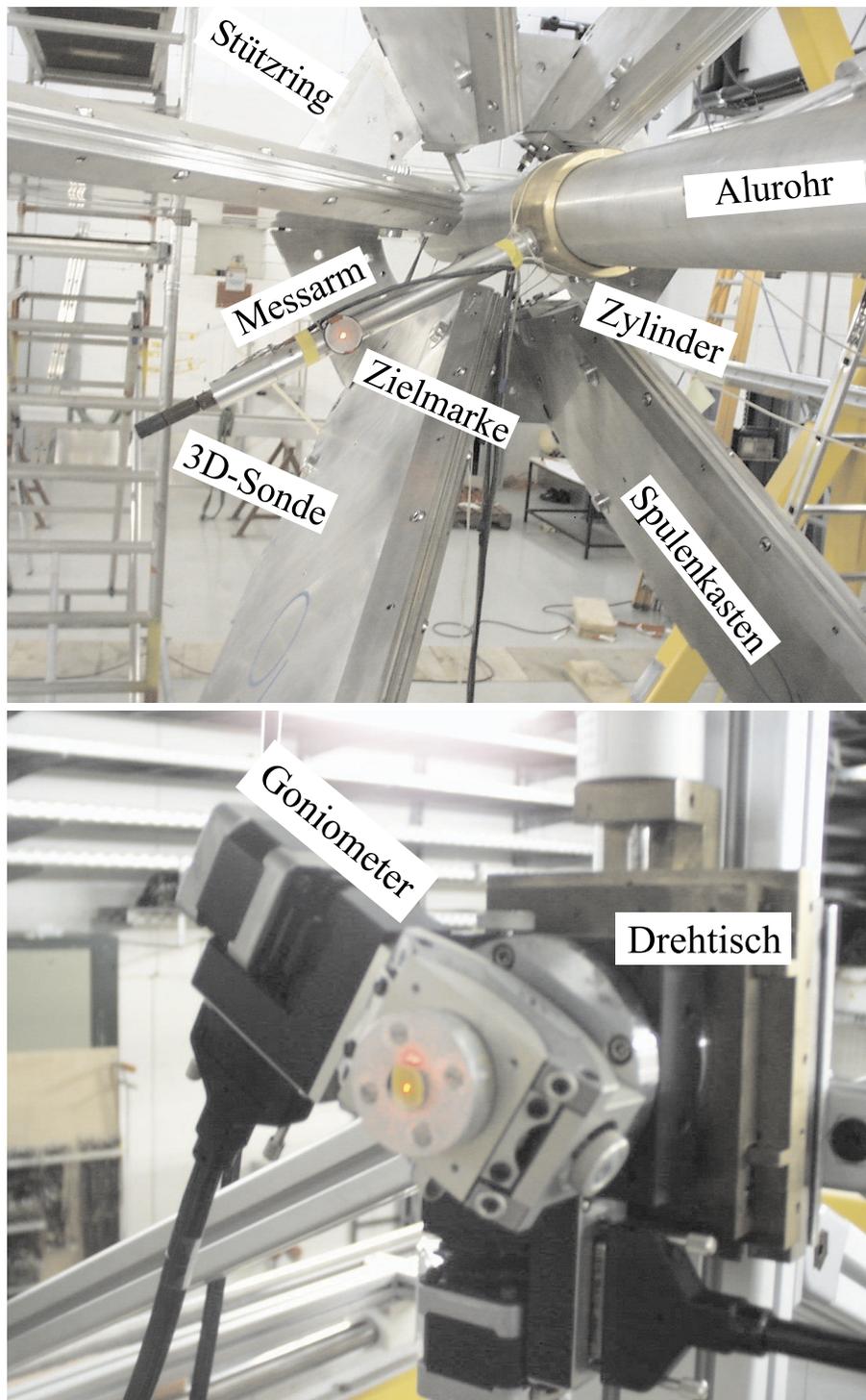


Abbildung 5.6: Das obere Foto zeigt den fertig montierten Meßarm. Der Laserpunkt ist auf der Mitte der Zielmarkierung positioniert. Das untere Foto zeigt die Laserablenkeinheit. Im Hintergrund ist der Drehtisch zu sehen. Darauf montiert ist das Goniometer mit dem Ablenkspiegel. Links oben ist der Schrittmotor des Goniometers mit dem Anschluß für die Steuerung zu sehen.

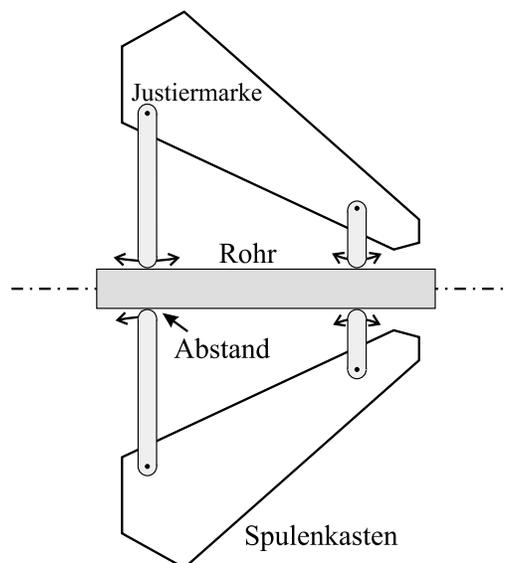


Abbildung 5.7: Skizze der Rohrjustierung. Mit Hilfe einer Füllerlehre kann der Abstand zwischen einem Schwungarm und dem zu justierenden Rohr bestimmt werden.

jeder Spule geschehen, so daß eine Justierung auf der mechanischen Symmetrieachse des Magneten bis auf $0,05\text{mm}$ möglich ist. Gehalten wird das Rohr jeweils durch ein Dreibein vorne und hinten. Die einzelnen Beine lassen sich durch Gewindestangen in ihrer Länge varriieren, wodurch die Justierung ermöglicht wurde.

Justierung des Lasers

Zur Justierung des Lasers auf dieser Symmetrieachse wurde das Rohr an beiden Enden mit präzise gearbeiteten *Glastargets*² verschlossen. Am hinteren Ende des *Cave*³ wurde nun ein Fernrohr derart justiert, daß die beiden Glastargets (mit dem Fadenkreuz des Fernrohres) zur Deckung gebracht wurden. Die Fernrohrachse deckt sich jetzt mit der Symmetrieachse des Rohres. Mit Hilfe der Fernrohrachse konnte am anderen Ende des *Cave* der Punkt markiert werden, auf den das Fernrohr ausgerichtet war. Der Laser im Rohr wurde nun so montiert, daß er sowohl die Mitte des vorderen Glastargets als auch diese Markierung trifft (Abbildung 5.8). Durch die große Entfernung zwischen Aluminium- und Fernrohr ($> 15\text{m}$) läßt sich problemlos eine Genauigkeit besser als $0,003^\circ$ erreichen.

Justierung der Zylinderanschläge

Nach erfolgreichem Einbau und erfolgter Justage mußten Anschläge für die auf dem Rohr verschiebbaren Messingzylinder gefunden werden.

Hierzu wurden relativ zum Targetpunkt berechnete Schraubenpositionen markiert, gebohrt und vermessen. Die Ungenauigkeit der Meßposition entlang der Strahlachse beträgt maximal $\pm 1\text{mm}$.

²Dünne Glasscheiben, mit Zielmarkierungen

³Hierbei handelt es sich um einen abgeschlossenen Bereich in einer riesigen Halle

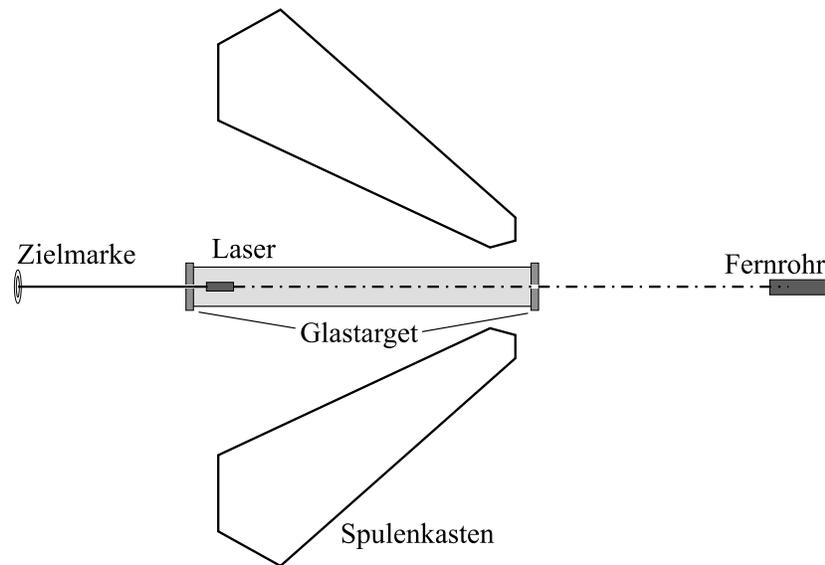


Abbildung 5.8: Skizze der Laserjustierung. Zuerst wird ein Fernrohr auf die Rohrachse, dann der Laser auf der Fernrohrachse justiert.

Ein Verkippen des Zylinders auf dem Aluminiumrohr wurde durch eine Vorrichtung zum exakten Anpassen des Innendurchmessers des Zylinders an den Außendurchmesser des Rohres verhindert.

Justierung der Hallsonde

Als letztes war eine Justierung der Hallsonde in jedem der beiden Meßarme vorzunehmen. Hierzu wurde mit Hilfe des Lasersystems eine Position in Spulenmitte bestimmt. An dieser Position sollten sowohl die radiale wie auch die z -Komponente des Feldes verschwinden. Da sich die Sonde in ihrer Halterung drehen läßt und in zwei Raumrichtungen kippbar ist, gelang eine relativ gute Justierung (wie sich bei der Auswertung der Daten zeigte auf etwa 1°). Diese Justierung mußte jedesmal, wenn die 3D-Sonde von einem Arm in den anderen umgebaut wurde, erneut durchgeführt werden.

5.4 Durchführung

Die Messungen wurden jeweils bei einem Strom von $2000A$ von maximalen $3470A$ durchgeführt. Aufgrund der auftretenden Feldstärken mußte deswegen nach erfolgter Messung zum Umbau der Apparatur auf eine andere Meßposition das Feld ab- und wiedereingeschaltet werden (insgesamt etwa $1,5h$ Zeitaufwand). Ein solcher Umbau wurde immer dann nötig, wenn die Position des Meßkreises entlang der Symmetrieachse verändert wurde (z -Richtung). Da ein freies Durchdrehen des Meßarmes durch die Spulenkästen verhindert wurde, wäre dieses Problem auch beim Wechsel von einem Sektor zum nächsten aufgetreten. Um dies zu vermeiden waren die Anschläge für den Messingzylinder so konstruiert, daß die gesamten beweglichen Teile mit Hilfe einer Schnur in den freien Bereich vor die Spulenkästen gezogen, dort gedreht und ebenfalls mit Hilfe einer Schnur wieder an den Anschlag zurückgezogen werden konnten.

Die Drehung des Meßarms mußte aufgrund einer fehlenden automatischen Einrichtung manuell durchgeführt werden. Dies geschah mit Hilfe eines langen Kunststoffrohres.

Die meisten Messungen wurden im Oktober 1998 durchgeführt. Zu dieser Zeit war das Grundgerüst, welches die Detektorhalterungen aufnehmen soll (im folgenden mit dem an der GSI gebräuchlichen Begriff *Mainframe* bezeichnet) noch nicht aufgebaut. Um den Einfluß des Mainframe zu kontrollieren, wurden nach dessen Aufbau einige Meßreihen wiederholt.

6 Meßdatenauswertung

Zur Auswertung der gemessenen Daten waren mehrere Korrekturschritte erforderlich. Diese Schritte und ihre physikalische Interpretation werden nachfolgend genauer betrachtet. Die Ergebnisse folgen in Abschnitt 6.2.

6.0 Vorbemerkungen

Zum besseren Verständnis sind einige kurze Vorbemerkungen nötig.

Koordinatensystem

Bei dem von mir verwendeten Koordinatensystem handelt es sich um ein Zylinderkoordinatensystem. Der Ursprung der z -Achse liegt auf Höhe des Targetpunktes des HADES-Experiments. Gezählt wird in Strahlrichtung. Der Abstand zur Achse wird als r bezeichnet. Der Azimutwinkel als ϕ , er hat seinen Ursprung senkrecht oberhalb der Strahlachse. Der Winkel ρ beschreibt den Polarwinkel von der Ablenkeinheit aus gesehen. Diese nimmt auf der z -Achse die Position $z_0 = z + 1066\text{mm}$ ein.

Das bei HADES verwendete Koordinatensystem ist ein Kugelkoordinatensystem. Der Ursprung ist ebenfalls der Targetpunkt, der Abstand wird im folgenden als R bezeichnet, der Polarwinkel als θ .

Absolutes Feld

Da sich die drei Hallsonden räumlich nicht an der gleichen Position befinden, kann der Absolutwert des Feldes nicht aus den drei Feldkomponenten am gleichen Ort gebildet werden. Stattdessen wurden die Meßwerte der drei einzelnen Hallsonden an jeweils um 10mm zueinander versetzten radialen Positionen verwendet. Die radiale Komponente wurde immer an einer Position $r + 10\text{mm}$ gemessen, die z -Komponente des Feldes an einer Position $r - 10\text{mm}$. Auch die Berechnung wurden deswegen für jede Feldkomponente getrennt durchgeführt. Das *absolute* Feld nach der gleichen Methode aus diesen drei Werten berechnet:

$$|B|^* = \sqrt{B_\rho^2 |_{r'=r+10\text{mm}} + B_\phi^2 |_{r'=r} + B_z^2 |_{r'=r-10\text{mm}}} \quad (6.1)$$

Einschränkungen der Meßposition

Um die Meßpräzision zu erhöhen, waren wie beschrieben (Kapitel 5) unterschiedlich lange Meßarme fest an den Zylindern montiert. Dies hatte zur Folge, daß Messungen nur bei zwei Radien möglich waren und nicht bei jedem Radius an allen z -Positionen.

Die Durchstoßpunkte der verwendeten Meßkreise in der Ebene einer Spule sind in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt.

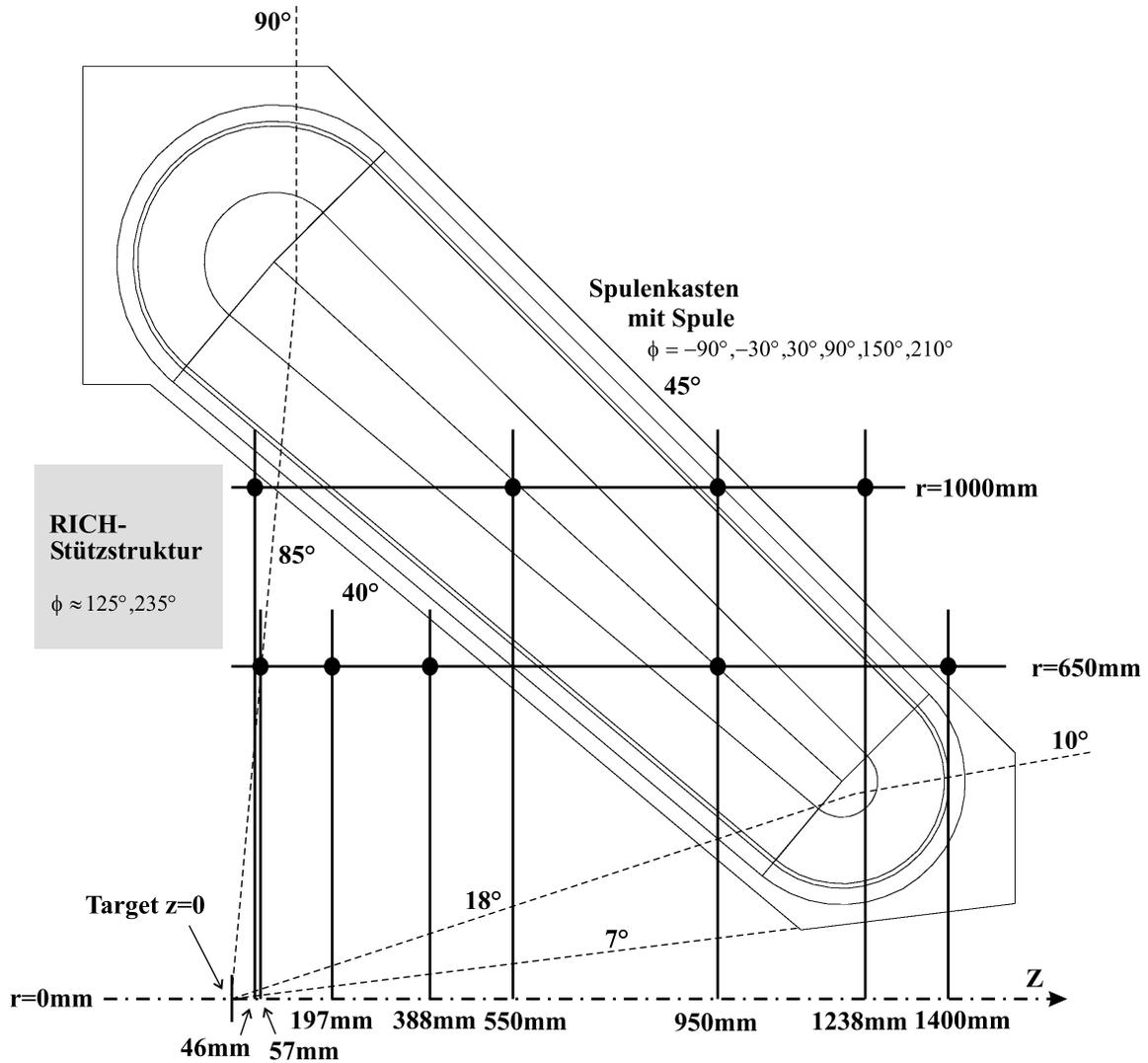


Abbildung 6.1: Dargestellt ist ein Schnitt durch einen Spulenkasten mit schematischer Spule. Die gestrichelten Linien zeigen den Bereich des aktiven Volumens an, die schwarzen Punkte, die Durchstoßpunkte der Meßkreise in der Spulenebene. Außerdem ist links eine Projektion der Stützstruktur des RICH in die Spulenebene eingezeichnet.

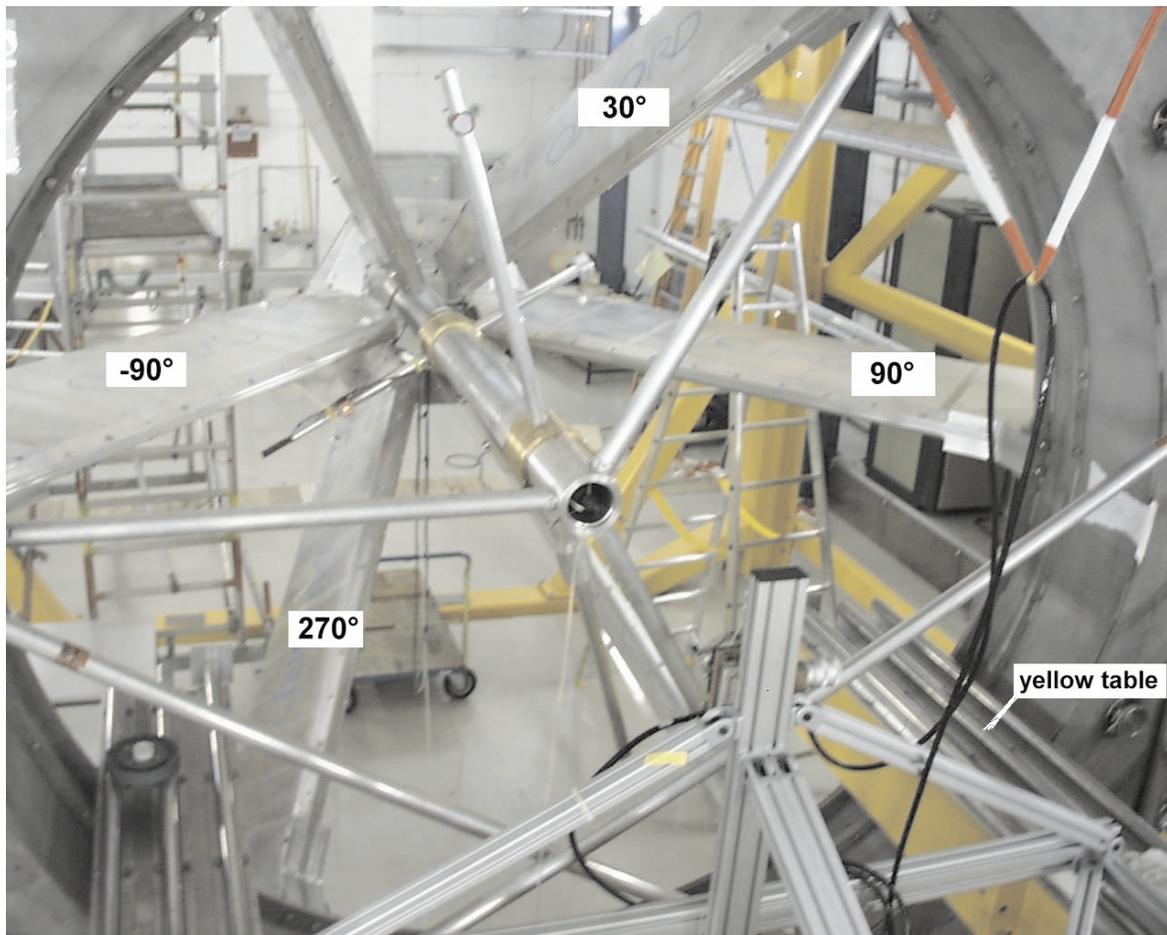


Abbildung 6.2: Im Vordergrund ist die Halterung der Laserablenkeinheit zu erkennen, ferner das vordere Dreibein, von welchem das Alurohr gehalten wird. Auf dem Alurohr erkennt man die beiden Messingzylinder. Am vorderen ist der lange Meßarm befestigt, am hinteren der kurze (in welchem sich gerade die 3D-Sonde befindet). Mit *Yellow Table* ist die RICH-Stützstruktur bezeichnet.

Einschränkung des Winkelbereichs

Das Dreibein zur Arretierung des Rohres deckt das Sichtfeld des Lasers im Bereich von drei Spulen (bei -90° , 30° und 120°) ab, so daß auch an z -Positionen, an denen der Messarm frei um 360° drehbar war, kein voller Kreis gemessen werden konnte. Bei allen anderen Positionen mußte jeweils der Bereich zwischen zwei Spulen einzeln vermessen werden.

In den folgenden Kapiteln wird detailliert auf verschiedene Korrekturen (z.B. Korrekturen aufgrund minimaler Verkippungen) und auf das Verfahren zur Absolutkalibrierung der gemessenen Winkel eingegangen.

6.1 Mathematische Korrekturen

6.1.1 Korrektur der Justierung der Einheit zur Positionsbestimmung

Schon kleinste Fehler in der Justierung der Ablenkeinheit des Lasers können aufgrund der langen Strecken zu deutlichen Meßfehlern führen. So ergibt eine Verkippung von $1'$ im Abstand von $2,5m$ (dies entspricht in etwa dem größten Abstand Spiegel-Sonde) schon einen Fehler von fast $1mm$.

Um eine solche Ungenauigkeit nachträglich mathematisch zu korrigieren kann der gemessene Polarwinkel ρ zwischen Symmetrieachse, Spiegel und Zielmarke herangezogen werden. Die radiale Position der Zielmarke steht in keinem Zusammenhang zur Position der Sonde und ist rein willkürlich, während einzelner Messungen aber konstant. Sie wird im folgenden mit r_0 bezeichnet (im Gegensatz zur radialen Position r der Meßsonde).

Würden die Achse des Lasers (in Nullposition) und des Alurohres (Mitte der Meßkreise) zusammenfallen, würde der Polarwinkel keine Abhängigkeit vom Drehwinkel ϕ zeigen.

Wie in Abbildung 6.3 exemplarisch anhand einer Messung zu sehen ist, ist dies aber nicht der Fall. Man sieht eine deutliche Abhängigkeit der gemessenen Polarwinkel ρ (als Punkte dargestellt) vom Azimutwinkel ϕ . Die durchgezogene Linie stellt eine approximierte Funktion dar. (Die *Treppenform* der Meßwerte entsteht dadurch, daß die Laserposition mit bloßem Auge kontrolliert und nachgeführt werden mußte, was erst für Änderungen im Bereich von $0,2mm-0,3mm$ möglich war.)

Die Abhängigkeit des Polarwinkels läßt sich auf minimale Ungenauigkeiten in der Justierung der Ablenkeinheit zurückführen. Abbildung 6.5 stellt dies anschaulich in der Ebene der größten Auslenkung dar.

(Betrachtet man den genauen Verlauf des Laserstrahls in der Ebene des Meßkreises handelt es sich dabei um eine Ellipse (vgl. Kegelschnitte). Da aber die Verkippung der Ellipse zur Meßebeine im Vergleich zu ihrem Durchmesser sehr klein ist, wird die Ellipse im folgenden der Einfachheit halber durch einen Kreis angenähert.)

Berechnet man die Abhängigkeit des gemessenen Polarwinkels ρ vom gemessenen Azimutwinkel ϕ , ergibt sich folgender mathematischer Ausdruck:

$$\rho = \arctan \frac{r \cdot \cos \left[\phi - \arcsin \left(\frac{D}{r_0} \sin(\phi - \alpha) \right) - \alpha \right] - D}{\sqrt{z_0^2 + D^2 \cos(\phi - \alpha)}} \quad (6.2)$$

α beschreibt hier die Richtung der größten Auslenkung, D den Abstand der beiden Kreismittepunkte zueinander.

Kennt man die Variablen r_0 , D und α , ergibt sich eine Korrektur der gemessenen Azimutwinkels in Abhängigkeit vom gemessenen Polarwinkel:

$$\phi' = \phi - \arcsin \left[\frac{D}{r_0} \sin(\phi - \alpha) \right] \quad (6.3)$$

Anhand der gemessenen Polarwinkel können die Parameter für jede Messung approximiert werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Der aufgeführte Winkel $\delta := \tan\left(\frac{D}{z+1066mm}\right)$ beschreibt den Winkel, unter dem von der Ablenkeinheit aus die Strecke D im Abstand z_0 gesehen wird. Da für manche Messungen keine ausreichenden Daten vorlagen, die es erlauben würden, eine Funktion zu approximieren, wurde hier keine Korrektur durchgeführt. Diese Messungen sind daher in Tabelle 6.1 nicht aufgeführt. (Abbildung 6.4

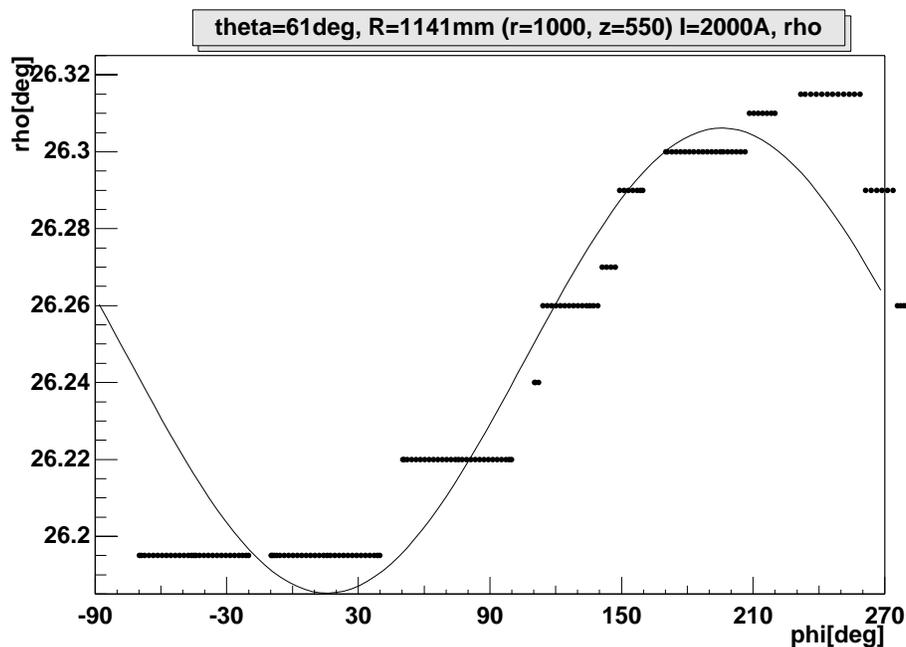


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Polarwinkel vom Azimutwinkel an einer exemplarischen Messung. Die Punkte stellen die gemessenen Winkel dar; die durchgezogene Linie zeigt die Funktion, die bei dieser Kurve approximiert wurde (siehe Text).

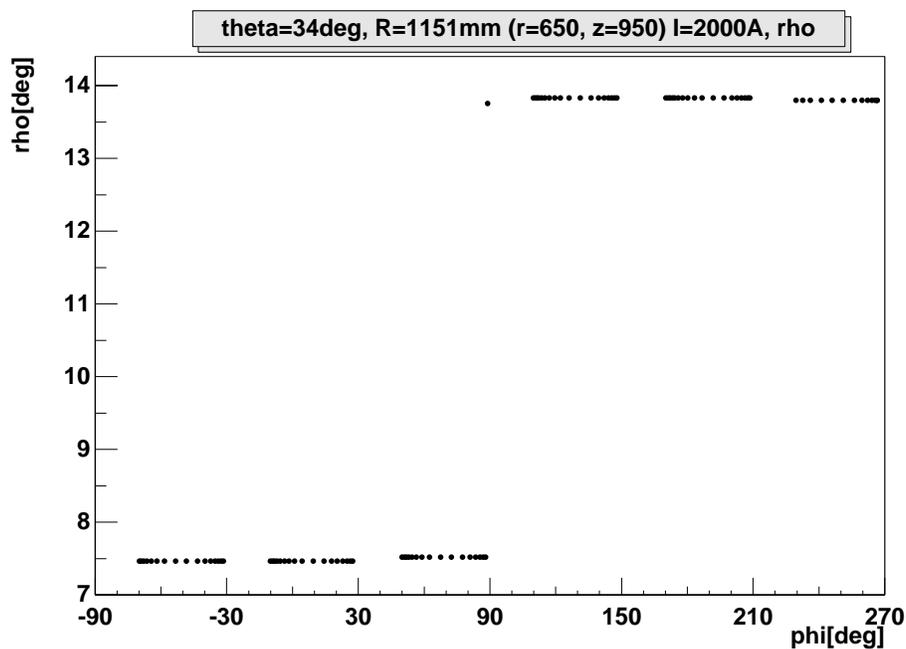


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Polarwinkel vom Azimutwinkel. Die gemessenen Werte erlauben keine Approximation einer Kurve, wie sie in Abbildung 6.3 dargestellt ist.

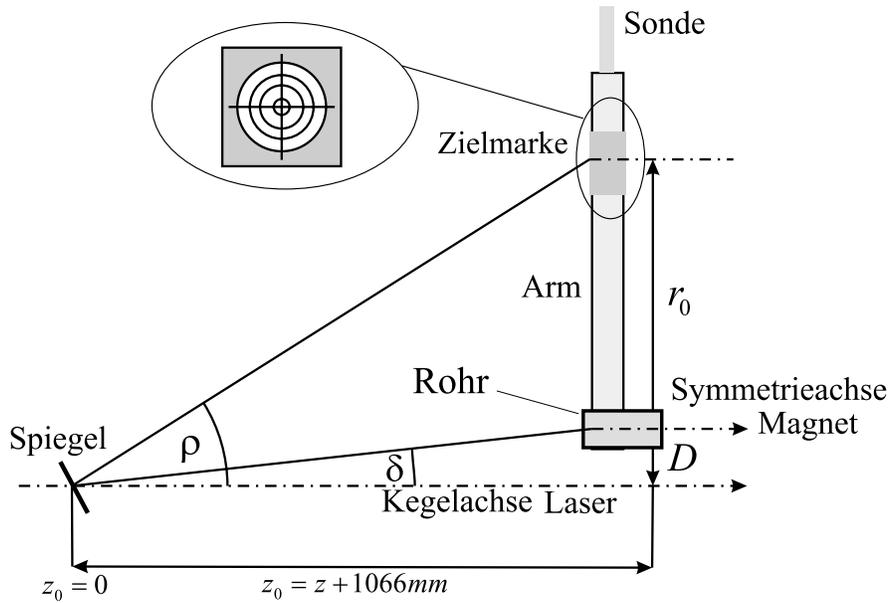


Abbildung 6.5: Auswirkung einer minimalen Dejustierung (in der Ebene der größten Auslenkung) der Ablenkeinheit, sowie die Parameter der gefitteten Funktion (s.Text) *Kegelachse Laser* beschreibt hier die Achse des Kegels, der bei einer 360° -Drehung des Drehtisches vom Laserstrahl beschrieben wird.

zeigt einen solchen Fall, es handelt sich dabei um eine Messung bei $r=650\text{mm}$, $z=950\text{mm}$, ohne Mainframe)

In Abbildungen 6.6 sind die approximierten Parameter α , r_0 und δ als Funktion von z aufgetragen. Man sieht deutlich, daß sowohl α wie auch δ im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant waren. Schwankungen zwischen einzelnen Messungen entstehen durch Berührung des Aufbaus oder Wärmeausdehnungseffekte. r_0 hingegen zeigt eine deutliche Abhängigkeit von z . Diese ist auf die Annäherung der Ellipse durch einen Kreis zurückzuführen und kann hier vernachlässigt werden. Betrachtet man oben aufgeführte Korrekturformel, sieht man, daß die prozentual sehr kleinen Schwankungen von r_0 das Ergebnis nicht deutlich beeinflussen. Für den relevanten Quotienten D/r_0 ergibt sich nur eine minimale Abweichung ($< 1\%$).

6.1.2 Absolutkalibrierung der Daten

Weil es sich bei den gemessenen Azimutwinkeln nur um relativ gemessene handelt, ist für den Vergleich mit den berechneten Feldwerten eine Absolutkalibrierung der Daten nötig.

Da Ungenauigkeiten bei der Sondenjustierung sich nur auf die drei einzelnen Komponenten des Feldes, nicht jedoch auf seinen Betrag auswirken, liegt es nahe, den Betrag zur Kalibrierung der Daten heranzuziehen.

Berechnet wurde die Drehung in ϕ über die Minimierung der Summe der Quadrate der Differenzen zwischen gemessenen Feldwerten (Betrag) und gerechneten Werten (Betrag).

Ein Beispiel ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Die Meßdaten wurden für einen Meßkreis unter $z=950\text{mm}$, $r=650\text{mm}$ aufgenommen. Die drei Einzelgrafiken zeigen die drei Feldkomponenten sowie den Betrag. Aufgetragen sind jeweils die gemessenen und kalibrierten Werte. Dabei ge-

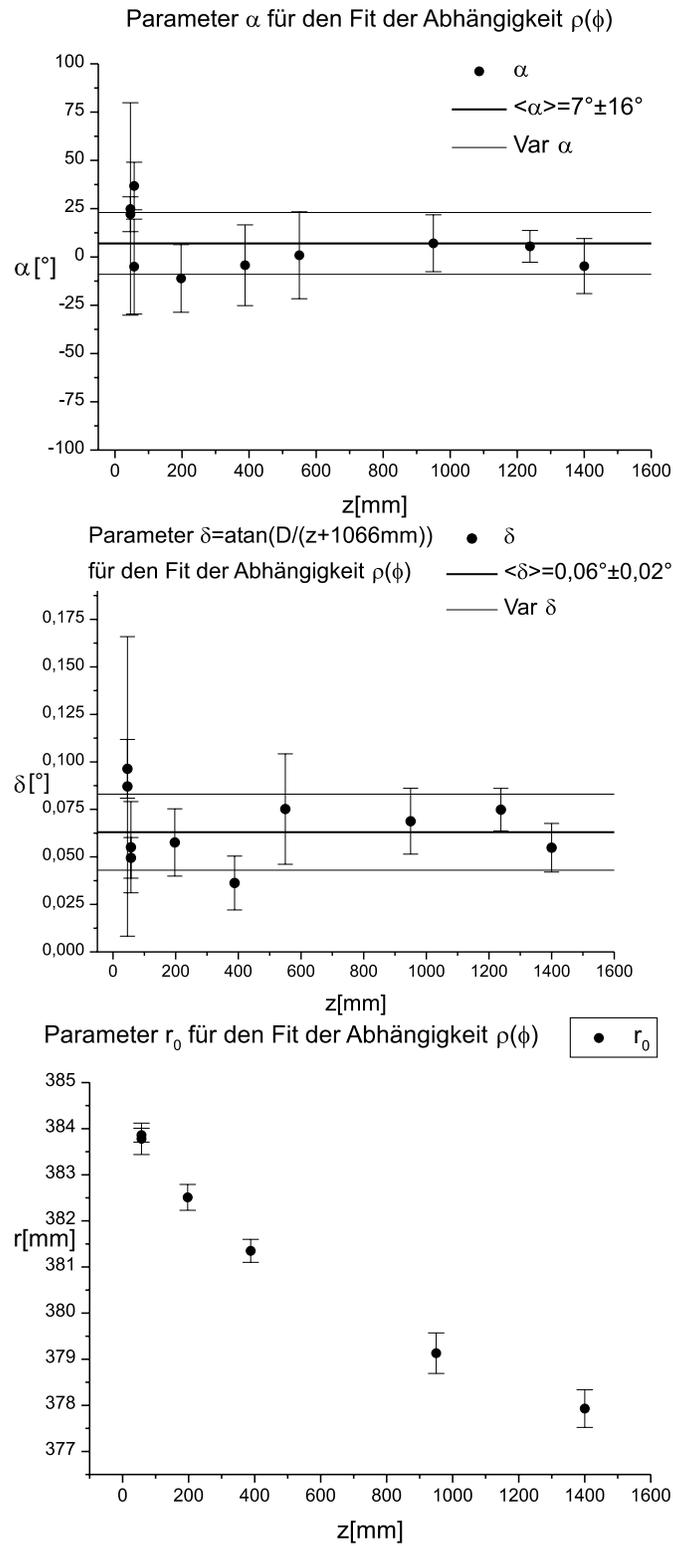


Abbildung 6.6: Dargestellt sind die Ergebnisse der $\rho(\phi)$ -Approximation (siehe Text) δ , α und r_0 in Abhängigkeit von der Lage der Meßebeine entlang z . Sie beschreiben einen systematischen Fehler (je Meßkreis) aufgrund der Justage der Laserablenkeinheit.

$r[mm]$	$z[mm]$	$I[A]$	mf	$r_0[mm]$	$\alpha[^\circ]$	$D[mm]$	$\delta[^\circ]$
650	57	0	x	$383,8 \pm 0,2$	37 ± 12	$1,0 \pm 0,2$	$0,049 \pm 0,011$
650	57	2000	x	$383,8 \pm 0,4$	-5 ± 25	$1,1 \pm 0,5$	$0,055 \pm 0,024$
650	197	2000	o	$382,5 \pm 0,3$	-11 ± 18	$1,3 \pm 0,4$	$0,058 \pm 0,018$
650	388	2000	o	$381,4 \pm 0,3$	-4 ± 21	$0,9 \pm 0,7$	$0,036 \pm 0,014$
650	950	2000	x	$379,1 \pm 0,4$	7 ± 15	$2,4 \pm 0,6$	$0,069 \pm 0,017$
650	1400	2000	x	$377,9 \pm 0,4$	-4 ± 14	$2,4 \pm 0,6$	$0,054 \pm 0,013$
1000	46	0	o	$803,2 \pm 1,2$	25 ± 55	$1,7 \pm 1,5$	$0,09 \pm 0,08$
1000	46	2000	o	$804,3 \pm 0,2$	22 ± 9	$1,9 \pm 0,3$	$0,096 \pm 0,015$
1000	550	2000	o	$796,8 \pm 0,6$	1 ± 23	$2,1 \pm 0,8$	$0,07 \pm 0,03$
1000	1238	2000	x	$793,4 \pm 0,3$	6 ± 8	$3,0 \pm 0,5$	$0,075 \pm 0,011$

Tabelle 6.1: Aufgeführt sind die Parameter, die die Abhängigkeit des gemessenen Polarwinkels vom gemessenen Drehwinkel beschreiben (s.Text). In der Spalte *mf* steht der Buchstabe x für eine Messung mit Mainframe, o für eine ohne Mainframe

ben die grau unterlegten Punkte die gemessenen Werte, die offenen Kreise die in x -Richtung verschobenen Werte an. Bei der ϕ -Komponente sowie dem Betrag des Feldes fallen die verschobenen Daten auf die endgültigen Daten (gefüllte schwarze Kreise) und sind deshalb nicht zu sehen. Der Unterschied zwischen verschobenen und endgültigen Daten wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Pro Meßkreis konnten je drei 120° Sektoren oder je sechs 60° Sektoren zusammenhängend vermessen werden. Die beschriebene Drehung in ϕ geschah jeweils für diese 60° - respektive 120° -Bereiche getrennt. Für die Messungen $r=650mm$ und $z=57mm, 197mm, 388mm$ ist aufgrund der großen Unsymmetrie der Meßwerte in Spulennähe nur eine Drehung der kompletten 360° -Meßreihe sinnvoll (Abbildung 6.8) Diese Unsymmetrien treten auf, wenn die Sonde in kleinem Abstand (wenige Millimeter) an der Spule vorbeigeführt wird. Dieser Bereich ist aufgrund der hohen Feldgradienten sehr sensitiv auf minimale Unterschiede in der Konstruktion der Spule. Solche Unterschiede lassen sich bei der Produktion nicht vermeiden.

Die Genauigkeit, mit der die Spulen (azimutal über Kräftefreiheit, Kapitel 2) relativ zueinander positioniert wurden, zeigt sich im Wert der relativen Drehung der einzelnen Sektoren. Um dies zu überprüfen, wurde die relative Drehung der sechs/drei Sektoren zueinander bestimmt. Sie ist in Tabelle 6.2 aufgetragen. Für den langen Meßarm entspricht eine relative Drehung von $0,1^\circ$ etwa $1,7mm$ auf dem Meßkreis, für den kurzen Arm etwa $1,1mm$.

Bei der genauen Betrachtung dieser Werte fallen deutliche Unterschiede bei gleichen Messungen ins Auge. Dies ist am offensichtlichsten bei den Messungen, bei denen eine Drehung für sechs einzelne Sektoren stattfand. Bildet man zwei Gruppen Messungen, eine bei denen die, im vorherigen Abschnitt besprochene, $\phi(\rho)$ Korrektur durchgeführt werden konnte, und eine, bei denen dies nicht der Fall war, sieht man deutliche Unterschiede im Verlauf. Um dies besser verdeutlichen zu können wurden die Werte der relativen Drehungen für beide Fälle in jedem Sektor gemittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

Es ist zu sehen, daß die relative Drehung für die Daten, bei denen die Korrektur nicht durchgeführt wurde, eine größere Abhängigkeit von der Sektornummer zeigt als für die Daten, bei denen diese Korrektur durchgeführt wurde. (Korrektur wie in Abschnitt 6.1.1 besprochen)

Veranschaulicht man sich die Art der Korrektur, wird dies sofort plausibel. Durch oben be-

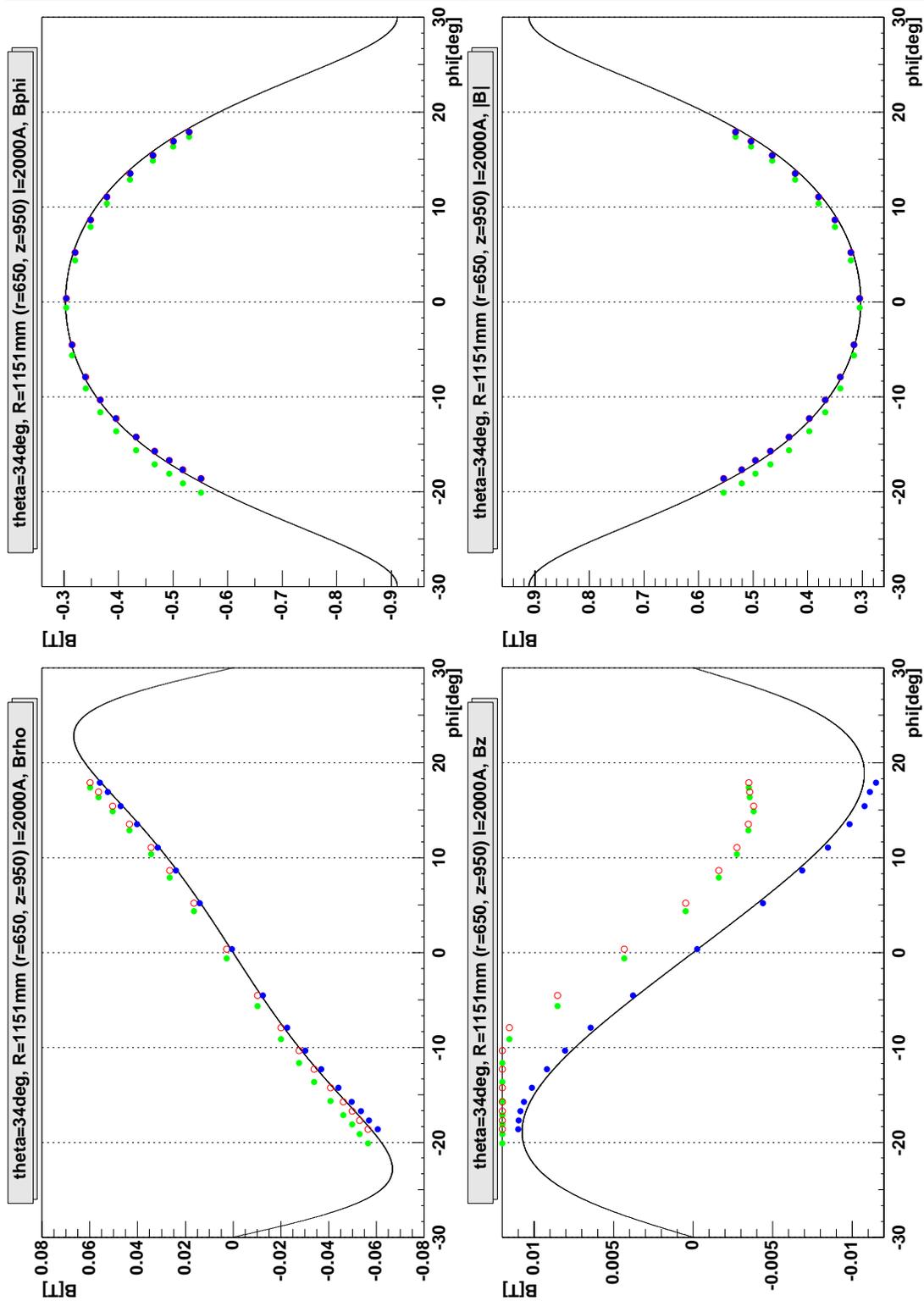


Abbildung 6.7: Dargestellt sind die verschiedenen Phasen der Datenkorrektur. Die grauen gefüllten Kreise entsprechen den eigentlichen Meßpunkten. Die offenen Kreise stellen die in x -Richtung verschobenen Kreise dar. Die schwarzen Punkte entsprechen den Daten nach der Sondenjustierung.

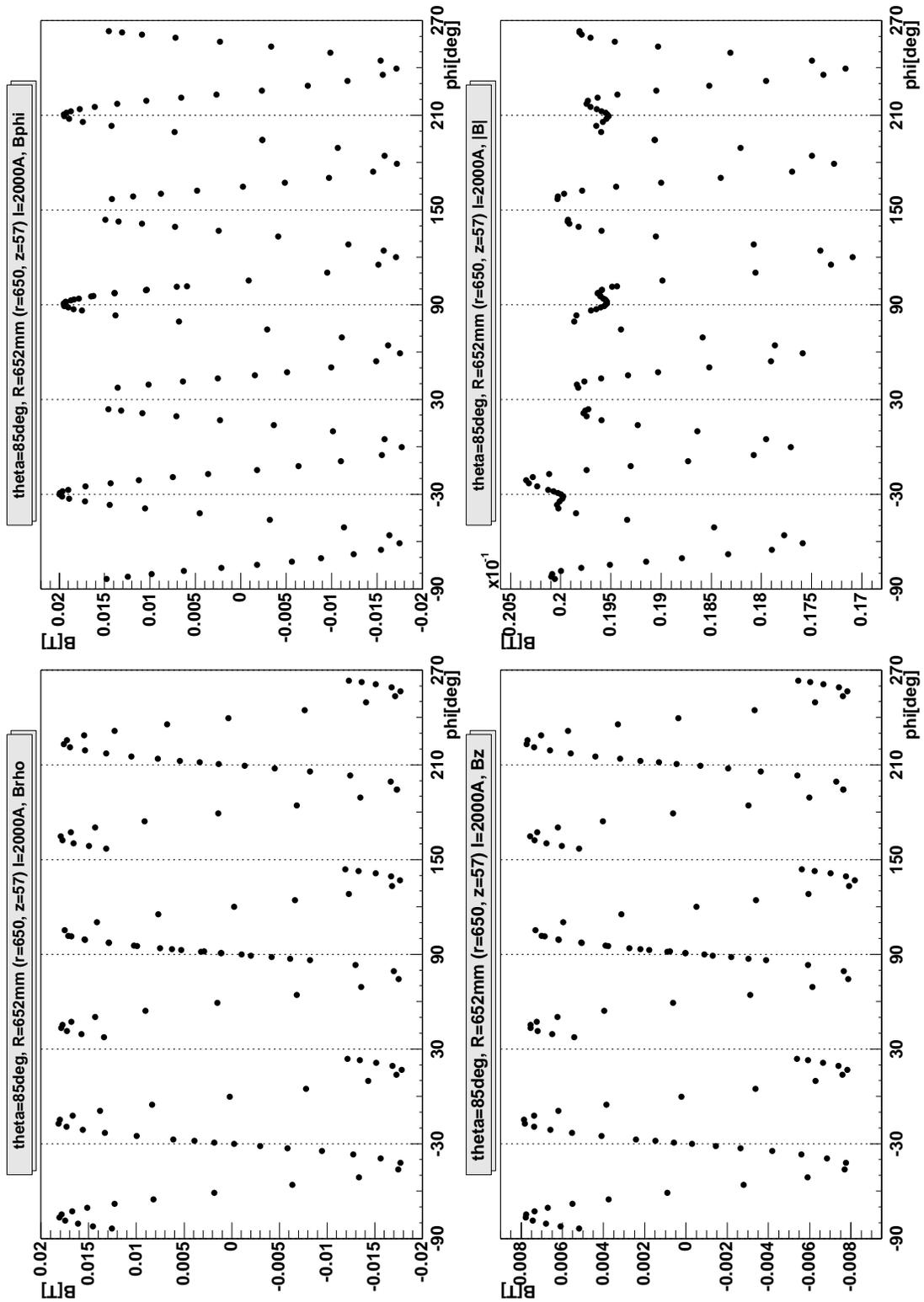


Abbildung 6.8: Dargestellt ist eine komplette Messung bei $r = 650\text{mm}$, $z = 57\text{mm}$ ohne Mainframe. Deutlich zu sehen sind Unsymmetrien (insbesondere im Betrag) in der Nähe der Spulenkästen.

$r[mm]$	$z[mm]$	mf	$d\phi_1[^\circ]$	$d\phi_2[^\circ]$	$d\phi_3[^\circ]$	$d\phi_4[^\circ]$	$d\phi_5[^\circ]$	$d\phi_6[^\circ]$
1000	46	x	$-0,07\pm 0,18$	$0,1\pm 0,3$	$0,03\pm 0,19$			
1000	46	o	$0,04\pm 0,25$	$-0,1\pm 0,4$	$0,05\pm 0,27$			
650	57	o	$0,00\pm 1,14$					
650	57	x	$0,0 \pm 1,7$					
650	197	o	$0,0 \pm 0,6$					
650	388	o	$0,0 \pm 0,5$					
1000	550	x	$-0,03\pm 0,08$	$-0,03\pm 0,07$	$-0,03\pm 0,07$	$-0,01\pm 0,04$	$0,05\pm 0,05$	$0,05\pm 0,05$
1000	550	o	$0,04\pm 0,17$	$0,01\pm 0,15$	$-0,11\pm 0,04$	$-0,22\pm 0,08$	$0,15\pm 0,05$	$0,13\pm 0,05$
1000	950	o	$0,30\pm 0,17$	$-0,13\pm 0,13$	$-0,26\pm 0,08$	$-0,19\pm 0,20$	$0,01\pm 0,21$	$0,3 \pm 1,3$
650	950	o	$0,02\pm 0,17$	$-0,07\pm 0,13$	$-0,33\pm 0,06$	$-0,11\pm 0,10$	$0,07\pm 0,78$	$0,42\pm 0,07$
650	950	x	$-0,17\pm 0,09$	$-0,10\pm 0,08$	$-0,06\pm 0,10$	$0,11\pm 0,12$	$0,14\pm 0,09$	$0,08\pm 0,06$
1000	1238	x	$0,0 \pm 1,4$					
650	1400	x	$0,0 \pm 1,4$					
650	1400	o	$0,1 \pm 0,6$	$-0,1 \pm 1,3$	$-0,01\pm 0,10$	$0,1 \pm 0,7$	$-0,1\pm 0,5$	$0,1 \pm 0,8$

Tabelle 6.2: Aufgeführt ist der Wert der relativen Drehung in ϕ für zusammenhängende Bereiche (1, 3 oder 6). Die Sektornummer beginnt bei -60° und wird im Uhrzeigersinn gezählt.

schriebene $\phi(\rho)$ -Korrektur wird im wesentlichen die x -Achse (ϕ) über große Bereiche hinweg ($\simeq 90^\circ$) gestaucht bzw. gestreckt. Dies entspricht deswegen näherungsweise einer relativen Drehung der Daten in einzelnen Sektoren (wie sie in Abschnitt 6.1.2 zur Kalibrierung besprochen wurde).

Zusammenfassung

Durch die absolute Drehung wird eine Kalibrierung des Azimutwinkels erreicht, so daß im weiteren ein Vergleich mit dem berechneten Feld möglich ist.

Aus dem Vergleich der relativen Verschiebung für Datensätze mit und ohne $\rho(\phi)$ -Korrektur ergibt sich eine Überprüfung der durchgeführten Korrektur.

Für die Messungen, bei denen keine solche Korrektur möglich ist, kann diese Korrektur, durch eine relative Drehung in ϕ (der einzelnen Sektoren zueinander) angenähert werden.

Für die Messungen mit Korrektur kann die restliche relative Drehung entweder auf das verwendete Näherungsverfahren oder eine minimale Dejustierung der Spulen zurückgeführt werden. Da die Spulen über Kraftsensoren unter Feld so justiert wurde, daß sie azimuthal kräftefrei sind, erwartet man keine relative Drehung. Bei der verbleibenden Drehung handelt es sich nur um sehr kleine Winkel (entspricht im Maximum etwa $0,8mm$), die durchaus mit der Justiergenauigkeit und Fertigungstoleranz der Spulen vereinbar sind.

6.1.3 Korrektur der Sondenjustierung

Wenn Daten vorliegen, die bezüglich des Drehwinkels der Sonde um die z -Achse absolut kalibriert sind, müßten aufgrund der Symmetrie des Feldes die ρ und z -Komponente in der Mitte zwischen zwei Spulen verschwinden.

Wie in Abbildung 6.7 zu sehen, ist dies nicht der Fall. Hierbei handelt es sich um eine minimal ungenaue Justierung der Sonde. Berücksichtigt man, daß im allgemeinen die ϕ -Komponente des Feldes, absolut gesehen, deutlich größer ist, als die ρ - und z -Komponente, wird klar, daß auch schon eine minimal dejustierte Sonde zu einem großen Offset in den beiden anderen Komponenten führen kann.

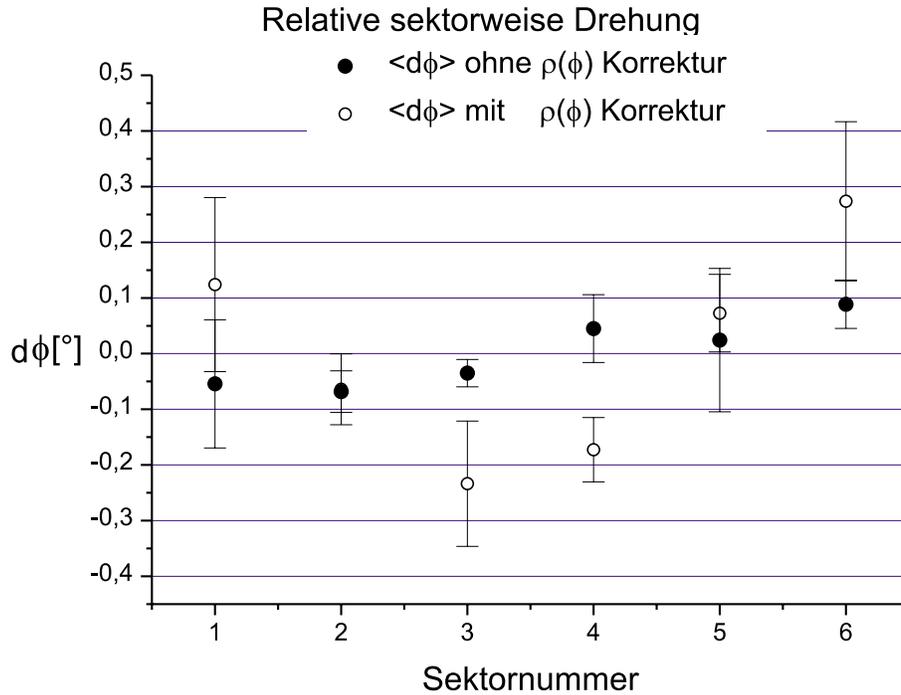


Abbildung 6.9: Dargestellt ist die vom Sektor abhängige Drehung in ϕ im Mittel für Datensätze mit $\phi(\rho)$ -Korrektur ($r=650mm$: $z=950mm$; $r=1000mm$: $z=550mm$, $950mm$; jeweils mit Mainframe) und ohne Korrektur ($r=650mm$: $z=950mm$ (ohne), $z=1400mm$ (mit); $r=1000mm$: $z=550mm$ (ohne)).

Postuliert man das Verschwinden der ρ - und z -Komponente jeweils in der Mitte zwischen zwei Spulen ($\phi = -60^\circ, 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ und 240°) für die gemessenen Daten, kann man die Dejustierung der Sonde mathematisch für alle sechs Sektoren berechnen. Dies entspricht mathematisch einer Drehung der Sonde im Raum, äquivalent dazu, wie sie bei der Justierung der Sonde durchgeführt wird (Abschnitt 5.3). Mittelt man über alle sechs Sektoren, erhält man mit guter Statistik die beiden Winkel, um welche die Sondenjustierung korrigiert werden muß.

Anzumerken ist allerdings, daß es für die Messungen bei $r=1000mm$ und $z=46mm$ nicht sinnvoll ist, die Daten in den Bereichen um 120° und 240° zu verwenden, weil der Einfluß der Stützstruktur des RICH den gemessenen Feldwert deutlich beeinflusst (Abbildung 6.10). Da durch die Stützstruktur die Symmetrie gebrochen ist, trifft die Annahme, daß die ρ - und z -Komponente in der Mitte zwischen zwei Spulen verschwindet nicht mehr zu.

Mit den berechneten Winkeln, kann mathematisch eine nachträgliche Korrektur der Sondenjustierung erfolgen.

Bezeichnet man die beiden Korrekturwinkel mit ρ_{rot} und ζ_{rot} , ergibt sich die benötigte Drehmatrix in der Form:

$$R = \begin{bmatrix} \cos(\rho_{rot}) & \sin(\rho_{rot}) & 0 \\ -\cos(\zeta_{rot}) \cdot \sin(\rho_{rot}) & +\cos(\zeta_{rot}) \cdot \cos(\rho_{rot}) & \sin(\zeta_{rot}) \\ +\sin(\zeta_{rot}) \cdot \sin(\rho_{rot}) & -\sin(\zeta_{rot}) \cdot \cos(\rho_{rot}) & \cos(\zeta_{rot}) \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

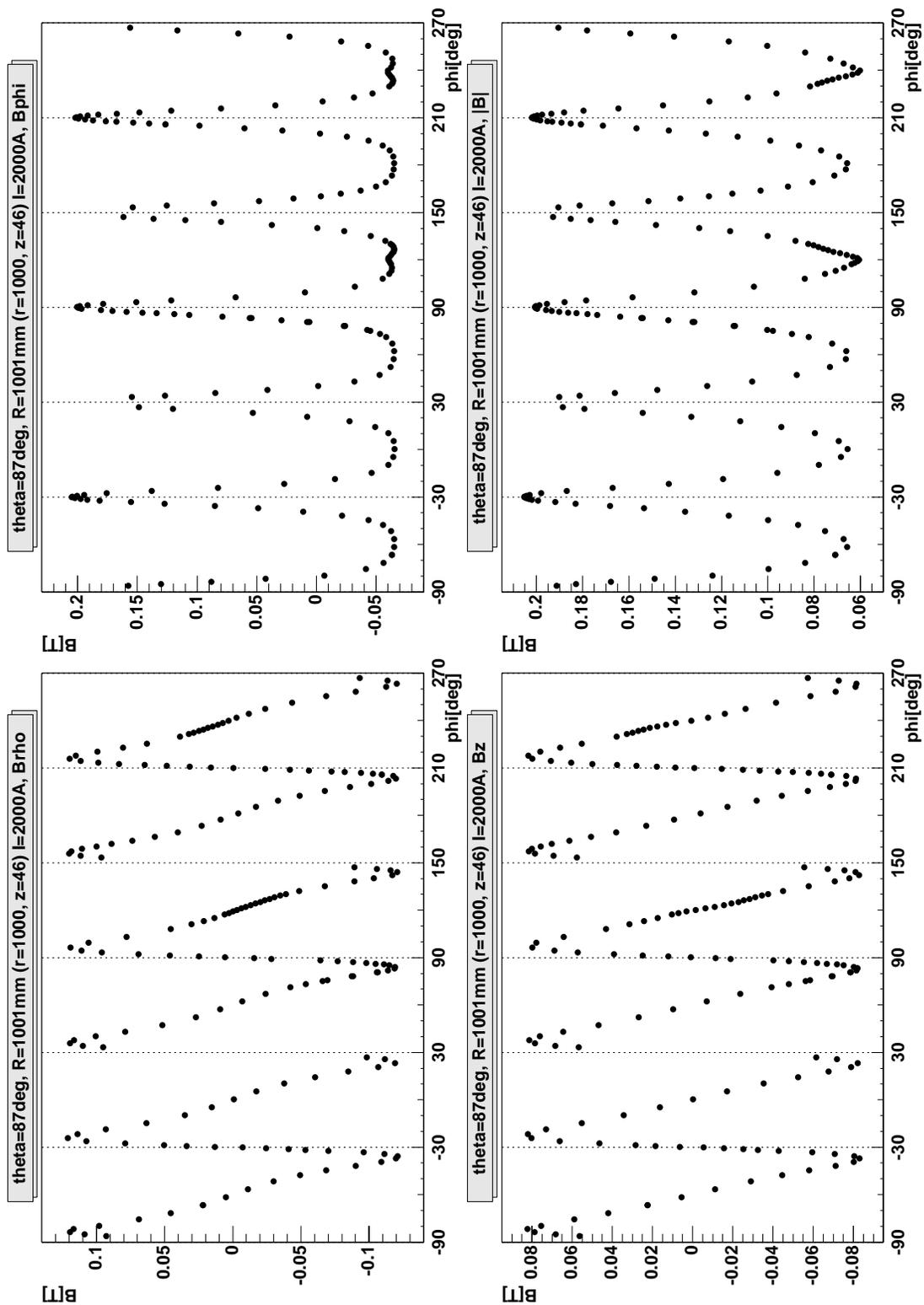


Abbildung 6.10: Dargestellt ist eine komplette Messung bei $r=1000 \text{ mm}$, $z=46 \text{ mm}$ ohne Mainframe. Deutlich zu sehen sind Einflüsse der RICH-Stützstruktur.

Die korrigierten Feldkomponenten lassen sich dann mit folgendem Ausdruck berechnen:

$$B' = R \cdot B \quad \text{mit} \quad B = [B_\rho, B_\phi, B_z]^T \quad (6.5)$$

In Abbildung 6.7 ist für eine Messung exemplarisch das Ergebnis dargestellt. Alle weiteren Messungen sind im Anhang zu finden. Hierbei stellen die offenen Kreise die (im vorherigen Kapitel besprochenen) gedrehten Meßpunkte dar, die schwarzen vollen Kreise zeigen die Feldkomponenten nach der Korrektur der Sondenjustierung.

Die berechneten Rotationswinkel ρ_{rot} und ζ_{rot} sind für alle Messungen in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Um keine unnötigen Justierung durchführen zu müssen wurde die Sonde pro Meßzyklus in jeden Arm nur einmal eingebaut und (wie in Abschnitt 5.3 beschrieben) justiert. Die Daten in Tabelle 6.3 sind daher chronologisch in Gruppen

$r[mm]$	$z[mm]$	mf	$\rho_{rot} [^\circ]$	$\zeta_{rot} [^\circ]$
1000	46	o	0,115	1,05
1000	550	o	0,224	0,941
1000	950	o	0,348	0,542
650	57	o	2,319	-2,605
650	197	o	0,812	-0,654
650	388	o	0,622	-0,385
650	950	o	0,423	-0,864
650	1400	o	0,619	-2,438
1000	46	x	0,557	0,638
1000	550	x	0,607	0,593
1000	1238	x	1,362	-1,109
650	57	x	2,289	-0,622
650	950	x	0,636	0,109
650	1400	x	0,707	-0,247

Tabelle 6.3: Aufgeführt sind die Rotationswinkel, um welche die Sondenjustierung mathematisch korrigiert wurde.

zusammengefaßt (deutlich anhand von r zu erkennen), in welchen die Sonde nicht neu justiert wurde. Man sieht, daß die notwendigen Korrekturwinkel im wesentlichen in einer Gruppe konsistent sind. Einzelne Unterschiede können durch Wärmeausdehnung oder durch Anstoßen der Sonde (z.B. an einem Spulenkasten) entstanden sein. Bei Meßreihen in Bereichen kleiner Felder ($z=57mm$, $1238mm$, $1400mm$) wird die Berechnung aufgrund des größeren Verhältnisses zwischen Neben- (ρ und z) und Hauptkomponente (ϕ) ungenauer.

6.2 Vergleich mit der simulierten Feldkarte

Nachdem nun alle bekannten, systematischen Justierfehler mathematisch korrigiert wurden, können die endgültigen Daten mit den Rechnungen verglichen werden.

6.2.1 Vergleich der einzelnen Meßpunkte

Der Vergleich wird für die drei Feldkomponenten und den Betrag des Feldes einzeln durchgeführt.

Zum Vergleich einzelner Meßpunkte mit den Rechnungen wird die relative Differenz zwischen Meßwert und Rechnung verwendet, prozentual zum maximalen (absoluten) Feld des jeweiligen Meßkreises.

$$\delta B_i = \frac{B_i - B_i^*}{B_{max}(r, z)} \quad (6.6)$$

B_i der Meßwert, B_i^* der für diese Position berechnete Wert. $B_{max}(r, z)$ der maximale Feldwert auf dem Meßkreis (Diese sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt).

$r[mm]$	$z[mm]$	$ B _{max}[T]$
1000	46	0,2041
650	57	0,0199
650	197	0,0379
650	388	0,1069
1000	550	0,7412
1000	950	0,4733
650	950	0,9130
1000	1238	0,0498
650	1400	0,1058

Tabelle 6.4: Aufgeführt sind die Bezugswerte der relativen Abweichung für alle Meßkreise.

Der gewonnene Güteparameter beschreibt die Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Hierbei ist zu beachten, daß das Vorzeichen des Güteparameters vom Vorzeichen des jeweiligen Feldes abhängt. So bedeutet ein positiver Wert nur dann ein absolut größeres Feld, wenn auch das entsprechende Feld selber einen positiven Wert hat; für ein negatives Feld hat ein positiver Güteparameter die Bedeutung: absolut gesehen kleiner als berechnet.

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 sind zwei Beispiele gezeigt. Abbildung 6.11 zeigt eine Messung im Bereich hoher Felder. Die Übereinstimmung ist gut. Deutliche Abweichungen sind nur in Bereichen größerer Inhomogenitäten (Spulenkastennähe) zu sehen. Abbildung 6.12 zeigt eine Messung im Bereich kleiner Feldstärken. Hier ist die relative Abweichung wesentlich ausgeprägter; besonders in den Bereichen zwischen 90° und 150° sowie 210° und 260° sieht man größere Abweichungen. Diese kommen von der RICH-Stützstruktur, an der der Meßarm nur wenige Millimeter vorbeigeführt wird.

6.2.2 Vergleich ganzer Meßreihen (r, z konstant)

Um einen besseren Überblick über die große Datenfülle zu bekommen, ist es sinnvoll, einen Güteparameter einzuführen, der die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung auf einem Vollkreis beschreibt.

Hierzu werden alle Abweichungen über einen vollen Meßkreis gemittelt. Aufgrund der Punktsymmetrie der ρ - und z -Komponente verschwindet der Mittelwert des Feldes in einem Sektor ($\sum_i B_\rho = 0$). Da die relative Abweichung mit dem Feld ihr Vorzeichen wechselt, würde

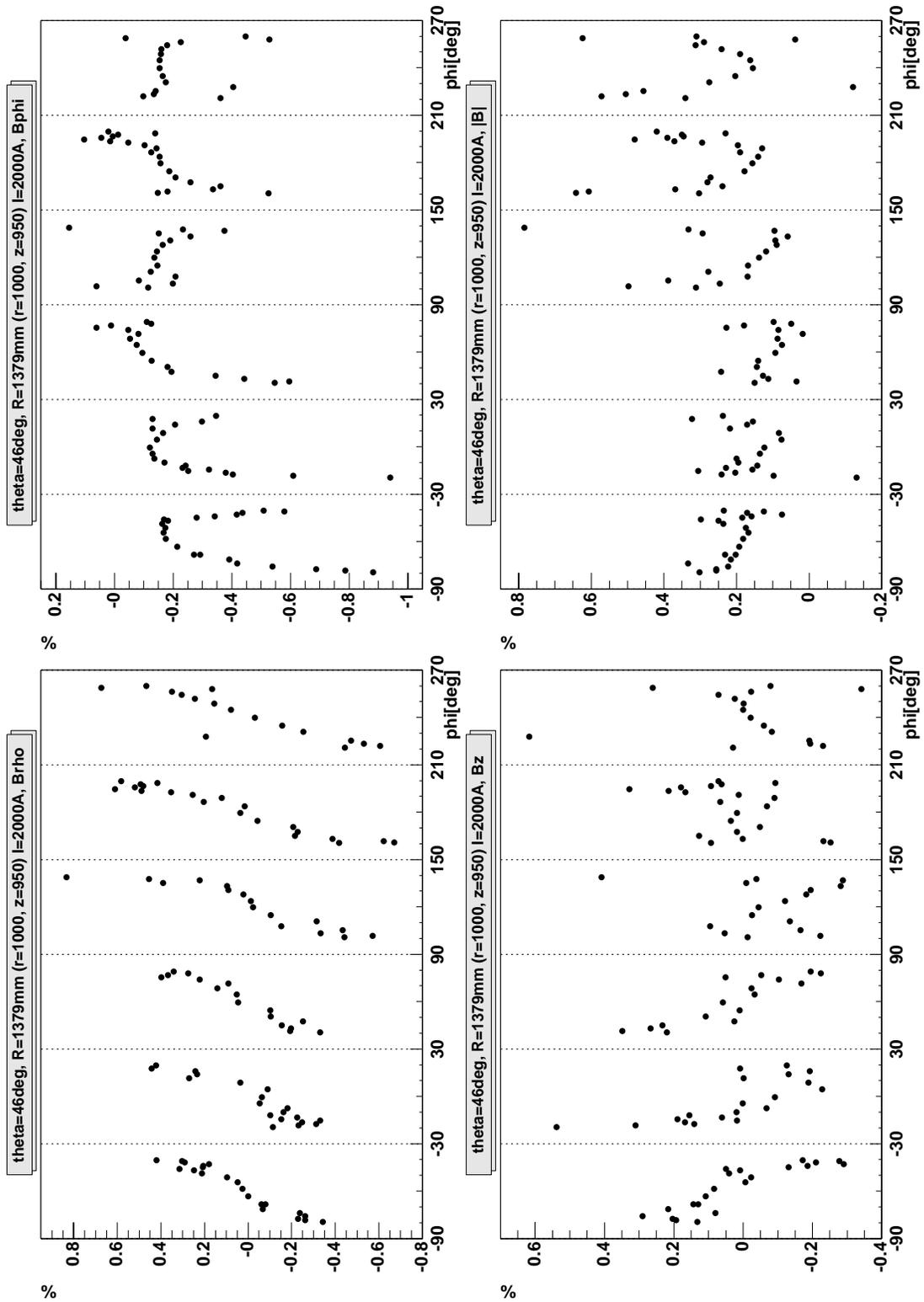


Abbildung 6.11: Zu sehen ist die relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung für eine Messung bei $r=1000\text{mm}$, und $z=950\text{mm}$ ohne Mainframe. Die Übereinstimmung ist sehr gut und weicht nur in Spulennähe (Inhomogenitäten) etwas ab.

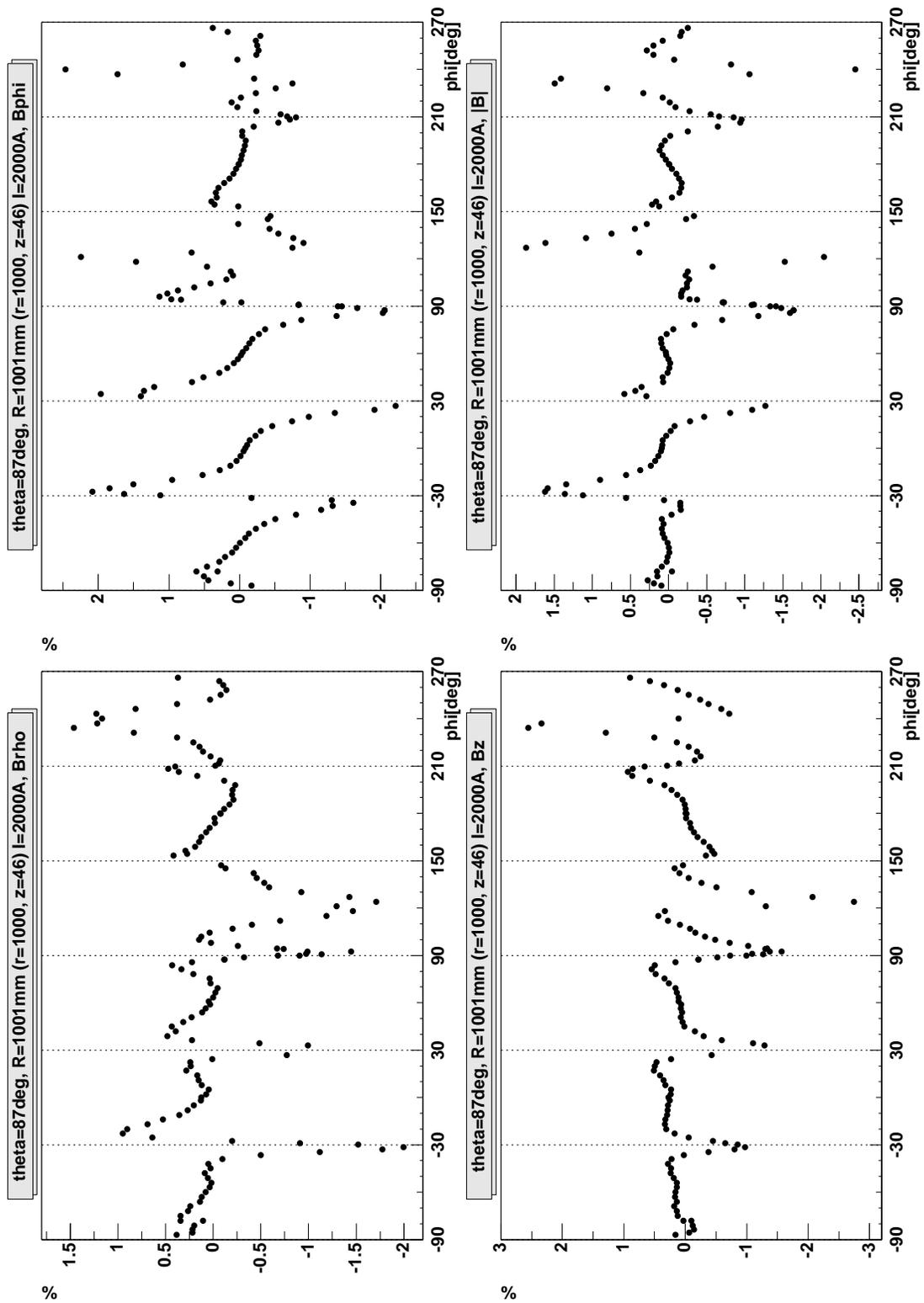


Abbildung 6.12: Zu sehen ist die relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung für eine Messung bei $r=1000\text{mm}$, und $z=46\text{mm}$ mit Mainframe. Deutlich ist hier der Einfluß der RICH-Stützstruktur zu sehen.

auch die mittlere relative Abweichung verschwinden. Es ist deshalb sinnvoll für die ρ - und z -Komponente den Mittelwert des Betrages der relativen Abweichung als Güteparameter einzuführen:

$$\langle \delta B \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \delta B_i \quad (6.7)$$

δB_i ist die relative Abweichung eines Meßpunktes, N die Anzahl der Meßwerte, die in der Statistik berücksichtigt werden. (Die Betragszeichen für ρ und z wurden der Einfachheit halber weggelassen.)

Die berechneten mittleren Abweichungen sind zusammen mit ihrer Standardabweichung in Tabelle 6.5 aufgeführt. Außerdem ist noch die Anzahl der Meßwerte pro Meßkreis N_0 sowie die Anzahl der in die Statistik eingehenden Meßwerte N angegeben. Daß sich diese beiden Werte unterscheiden, liegt daran, daß es nicht sinnvoll ist (ähnlich der Korrektur der Sondenjustierung) aufgrund des dominierenden Einflusses der RICH-Halterung bei den Messungen $r = 1000\text{mm}$ und $z = 46\text{mm}$ die Daten in den Bereichen $(90^\circ, 150^\circ)$ und $(210^\circ, 270^\circ)$ zu berücksichtigen.

$r[\text{mm}]$	$z[\text{mm}]$	mf	N_0	N	$\langle \delta B_\rho \rangle$ [%]	$\langle \delta B_\phi \rangle$ [%]	$\langle \delta B_z \rangle$ [%]	$\langle \delta B \rangle$ [%]
650	57	o	128	128	1.3 ± 2.0	-0.1 ± 2.9	1.4 ± 1.2	-0.2 ± 1.1
650	57	x	179	179	1.0 ± 0.7	0.2 ± 1.2	0.9 ± 0.5	0.5 ± 1.2
650	197	o	113	113	0.7 ± 0.5	0.1 ± 1.1	0.9 ± 0.7	-0.1 ± 1.0
650	388	o	125	125	0.8 ± 0.8	0.1 ± 1.5	0.8 ± 0.6	0.1 ± 0.7
650	950	o	99	99	0.06 ± 0.08	0.1 ± 0.8	0.09 ± 0.08	-0.1 ± 0.8
650	950	x	136	136	0.21 ± 0.18	-0.09 ± 0.16	0.17 ± 0.15	0.10 ± 0.14
650	1400	o	65	65	0.35 ± 0.23	1.0 ± 0.6	0.9 ± 0.6	-1.1 ± 0.3
650	1400	x	155	155	0.5 ± 0.4	1.9 ± 0.5	0.9 ± 0.7	-2.1 ± 0.4
1000	46	o	177	145	0.8 ± 1.4	-0.2 ± 2.4	0.8 ± 1.1	-0.38 ± 1.16
1000	46	x	142	119	0.4 ± 0.4	0.0 ± 0.7	0.4 ± 0.5	-0.1 ± 0.7
1000	550	o	166	166	0.2 ± 0.2	0.3 ± 1.4	0.11 ± 0.19	-0.3 ± 1.3
1000	550	x	163	163	0.14 ± 0.18	-0.07 ± 0.19	0.12 ± 0.16	0.07 ± 0.20
1000	950	o	109	109	0.3 ± 0.4	-0.4 ± 0.8	0.3 ± 0.7	0.1 ± 0.6
1000	1238	x	95	95	0.4 ± 0.3	-0.9 ± 0.3	0.5 ± 0.4	0.96 ± 0.18

Tabelle 6.5: Mittlere relative Abweichung der einzelnen Meßkreise für den Datensatz der Geometrie der *warmen* Spule. N_0 ist die Anzahl der Daten pro Meßkreis, N die Anzahl der Daten, die in die statistische Aussage eingegangen sind, $\langle \delta B \rangle$ ist der Mittelwert der relativen Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die genaue Bedeutung der Werte findet sich im Text.

6.2.3 Diskussion der Abweichungen

Im folgenden werden die mittleren relativen Abweichungen für die einzelnen Messungen diskutiert. Insbesondere im Hinblick auf die Frage, ob die Geometrie der Spulen, welche den Rechnungen zugrunde liegt, angepaßt werden muß.

Vergleich mit den Rechnungen

Legt man die Geometrie der Spule den Rechnungen zugrunde, wie sie vom Hersteller des Magneten [SH99] angegeben wurde, und trägt die Güteparameter zusammen mit ihrer Stan-

dardabweichung in Abhängigkeit von z auf, ergeben sich ein Bild wie es in 6.13 und 6.14 gezeigt ist. Durch die Symbole (siehe Legende) wird für jede Messung die Länge des Meßarmes dargestellt, sowie die Tatsache, ob zum jeweiligen Meßzeitpunkt der Mainframe bereits aufgebaut war.

Die eingezeichneten Linien beschreiben die Größenordnung der Abweichung für einen Fehler der z -Position von $\pm 1mm$. Da dies die Meßgröße mit der größten Unsicherheit ist, können die Beiträge aller anderen Meßgenauigkeiten vernachlässigt werden.

Es kann festgestellt werden, daß alle Messungen im aktiven Bereich des Feldes im Rahmen der Meßgenauigkeit der z -Position gut mit den Rechnungen übereinstimmen. Magnetisierbare Materialien (insbesondere: Mainframe) haben keinen wesentlichen Einfluß.

Allerdings fällt auf, daß im Bereich kleiner z -Positionen vorallem die Messungen der ρ - und z -Komponente deutliche Abweichungen zeigen. Die großen Streuungen entstehen aufgrund der Unsymmetrien in Spulennähe. Auf die Ursache wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Im Bereich großer z sieht man ebenfalls deutliche Abweichungen. Insbesondere bei der ϕ -Komponente wird für $z=1400mm$ deutlich, daß dies keine Folge der Meßgenauigkeit der z -Position sein kann. Hier müßte mindestens ein Fehler von $4 - 5mm$ vorliegen, was sich mit der Genauigkeit der Justierung nicht vereinbaren läßt.

Bereich der Azimutwinkelakzeptanz

Die große Streuung der Abweichung für kleine z ist eine Folge minimaler Konstruktionsunterschiede der einzelnen Spulen und macht sich am deutlichsten im Nahbereich der Spule bemerkbar. Im späteren Experiment ist dieser Bereich des Feldes nicht relevant, da er von den Spulenkästen selbst abgedeckt wird (für die Messungen $z < 400mm$, bei denen in Spulennähe gemessen werden konnte entspricht dies in etwa $\pm 3^\circ$ um die Spulenkastenmitte) bzw. hier keine Teilchenbahnrekonstruktion stattfindet.

Läßt man diesen Bereich in den statistischen Aussagen unberücksichtigt, wird die Streuung der Abweichung deutlich kleiner (Tabelle 6.6). Dies ist in Abbildung 6.15 und 6.16 zu erken-

[mm]	z [mm]	mf	N_0	N	$\langle \delta B_\rho \rangle$ [%]	$\langle \delta B_\phi \rangle$ [%]	$\langle \delta B_z \rangle$ [%]	$\langle \delta B \rangle$ [%]
650	57	o	128	108	1.3 ± 0.3	-0.1 ± 0.6	1.3 ± 0.3	-0.3 ± 0.4
650	57	x	179	162	0.96 ± 0.25	0.3 ± 0.4	0.83 ± 0.19	0.5 ± 0.4
650	197	o	113	94	0.66 ± 0.13	0.2 ± 0.4	0.90 ± 0.15	-0.11 ± 0.28
650	388	o	125	100	0.71 ± 0.22	0.0 ± 0.4	0.71 ± 0.13	0.04 ± 0.12
1000	46	x	142	102	0.36 ± 0.21	0.1 ± 0.3	0.4 ± 0.3	0.0 ± 0.3
1000	46	o	177	119	0.60 ± 0.27	0.0 ± 0.6	0.7 ± 0.4	-0.3 ± 0.5

Tabelle 6.6: Mittlere relative Abweichung einzelner Meßkreise ohne Berücksichtigung der Messung in unmittelbarer Nähe der Spule ($\pm 3^\circ$). N_0 ist die Anzahl der Daten pro Meßkreis, N die Anzahl der Daten, die in die statistische Aussage eingegangen sind, $\langle \delta B \rangle$ ist der Mittelwert der relativen Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die genaue Bedeutung der Werte findet sich im Text.

nen. Wie auch ein Vergleich der eigentlichen Messungen mit den Rechnungen (exemplarisch für den Bereich zwischen -30° und 30°) zeigt, kann dadurch aber nicht die deutliche Diskrepanz in der absoluten Größe des Feldes erklärt werden (Abbildung 6.17; die Punkte stellen die Messungen, die durchgezogene Linie die Rechnungen dar). Betrachtet man allerdings den

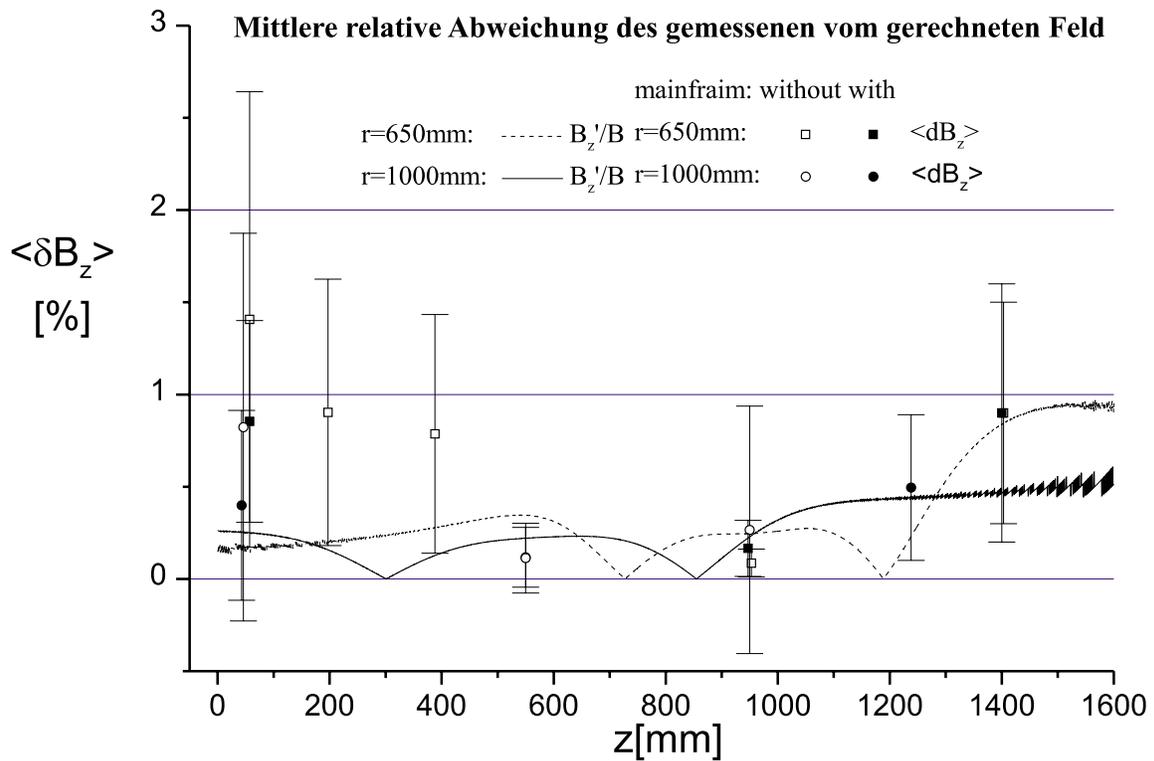
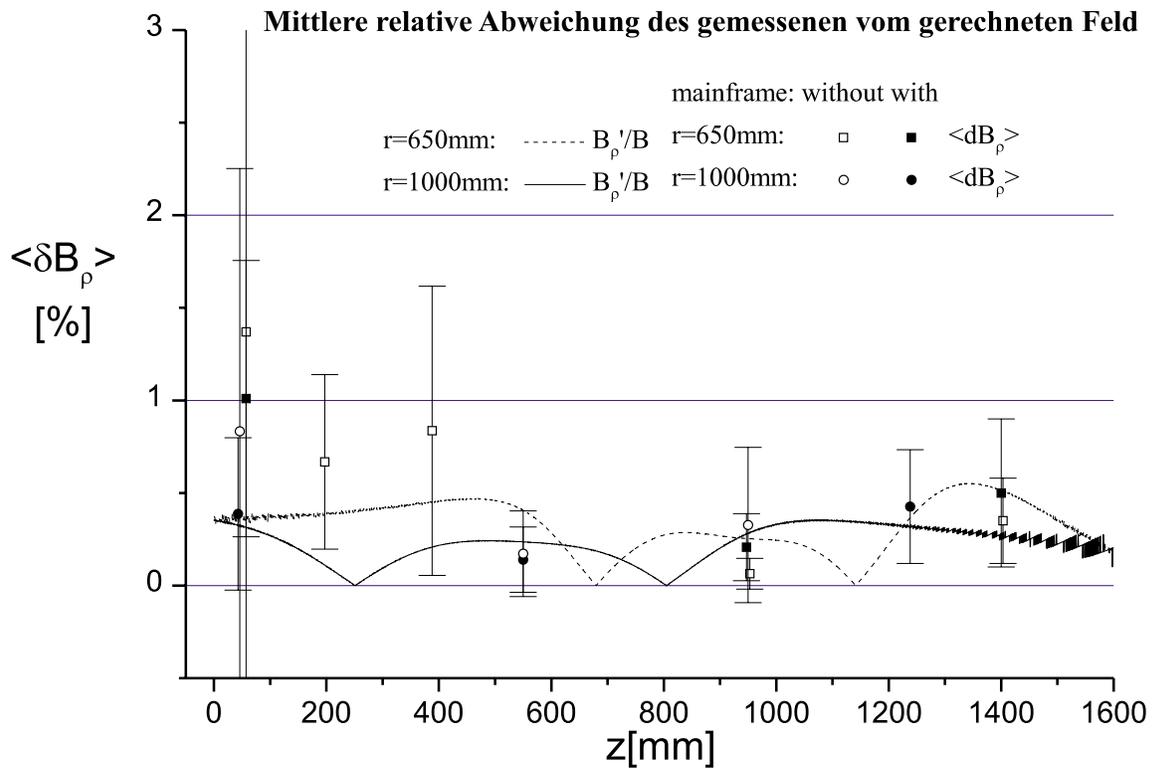


Abbildung 6.13: Zu sehen ist die mittlere relative Abweichung für jeweils einen vollen Meßkreis (s.Text). Dargestellt ist die ρ - (oben) und z -Komponente (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von 1mm in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

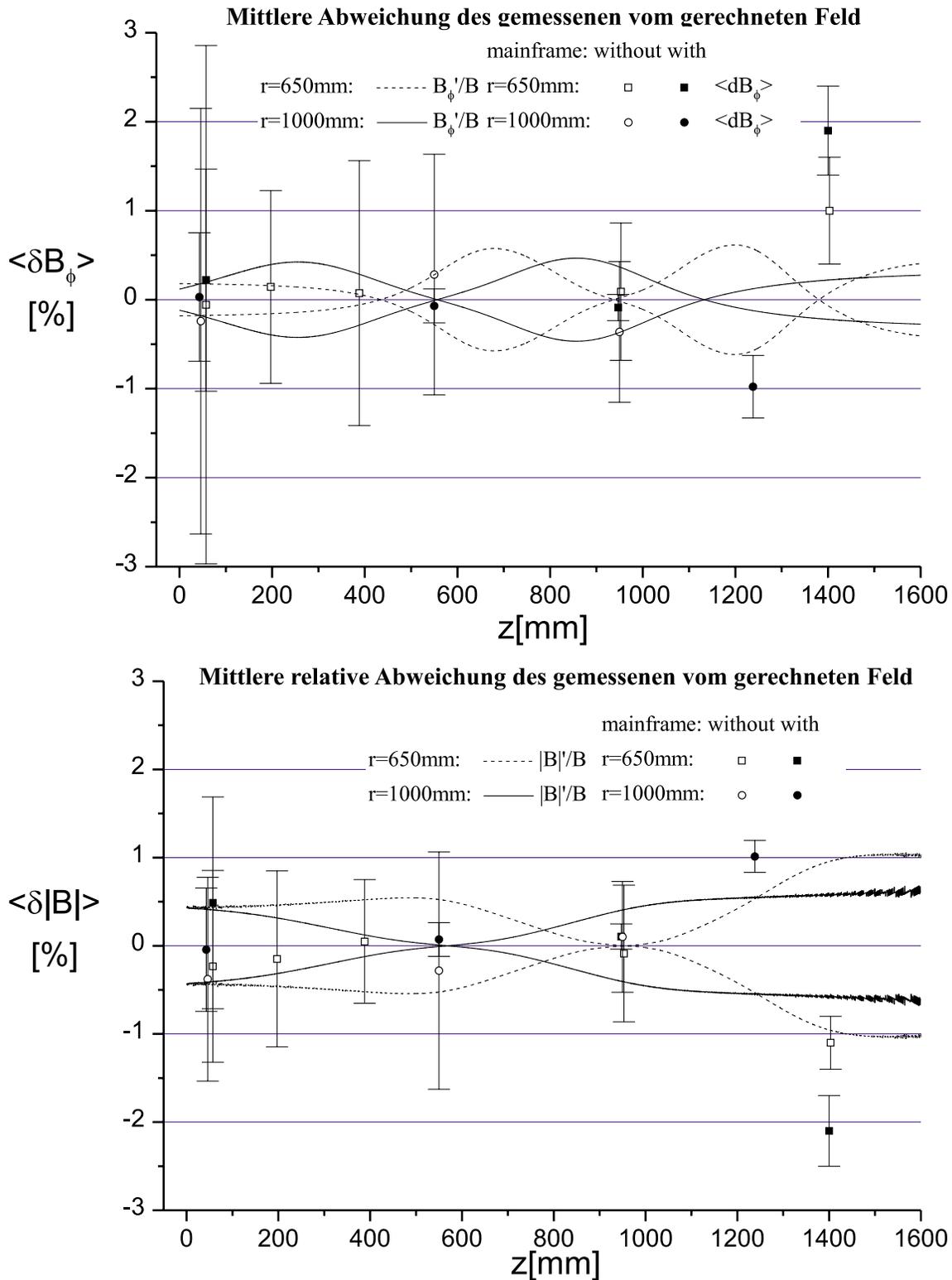


Abbildung 6.14: Zu sehen ist die mittlere relative Abweichung für jeweils einen vollen Meßkreis (s. Text). Dargestellt ist die ϕ -Komponente (oben) und der Betrag (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von 1mm in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

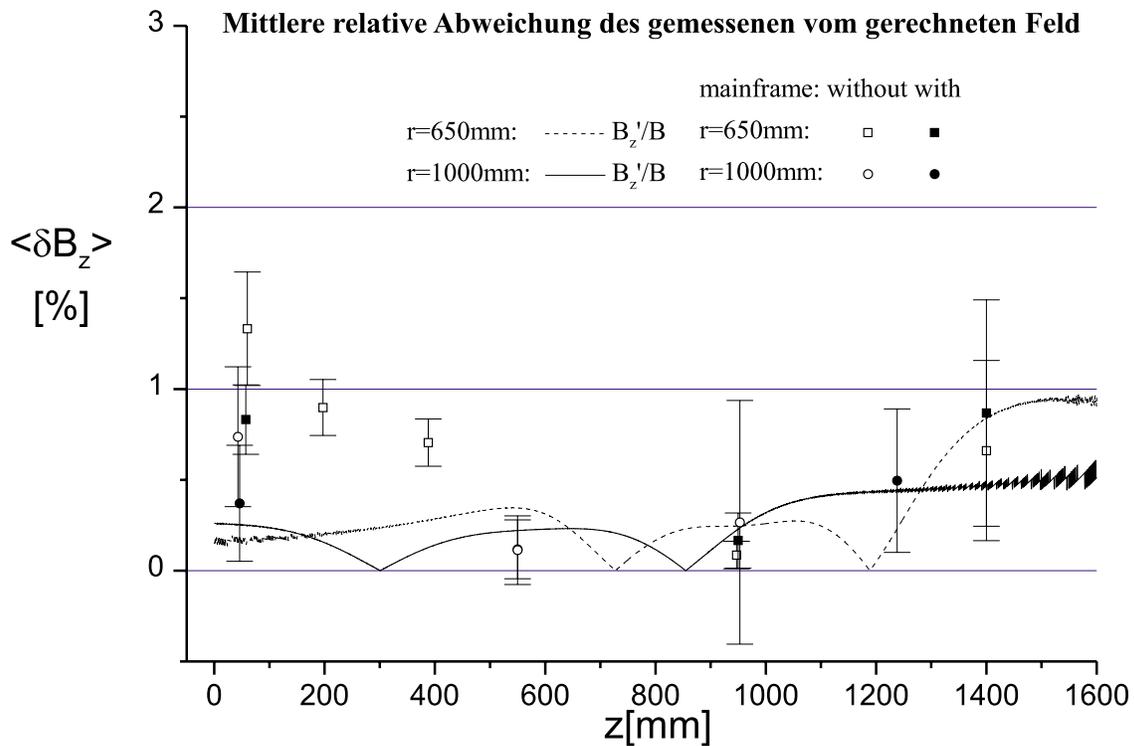
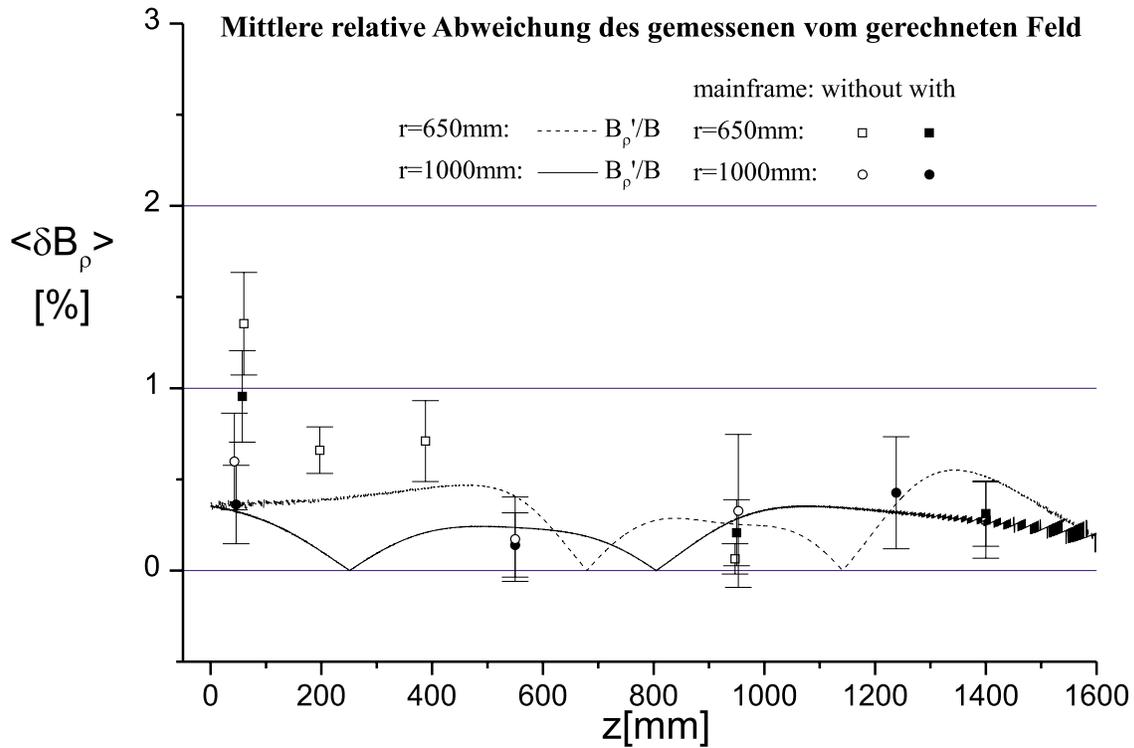


Abbildung 6.15: Mittlere relative Abweichung. Im Gegensatz zu Abbildung 6.13 wurde hier eine *verkürzte* Version der Spule den Rechnungen zugrunde gelegt und nur Messungen im aktiven Volumen mit einbezogen (s.Text). Dargestellt ist die ρ - (oben) und z -Komponente (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von 1mm in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

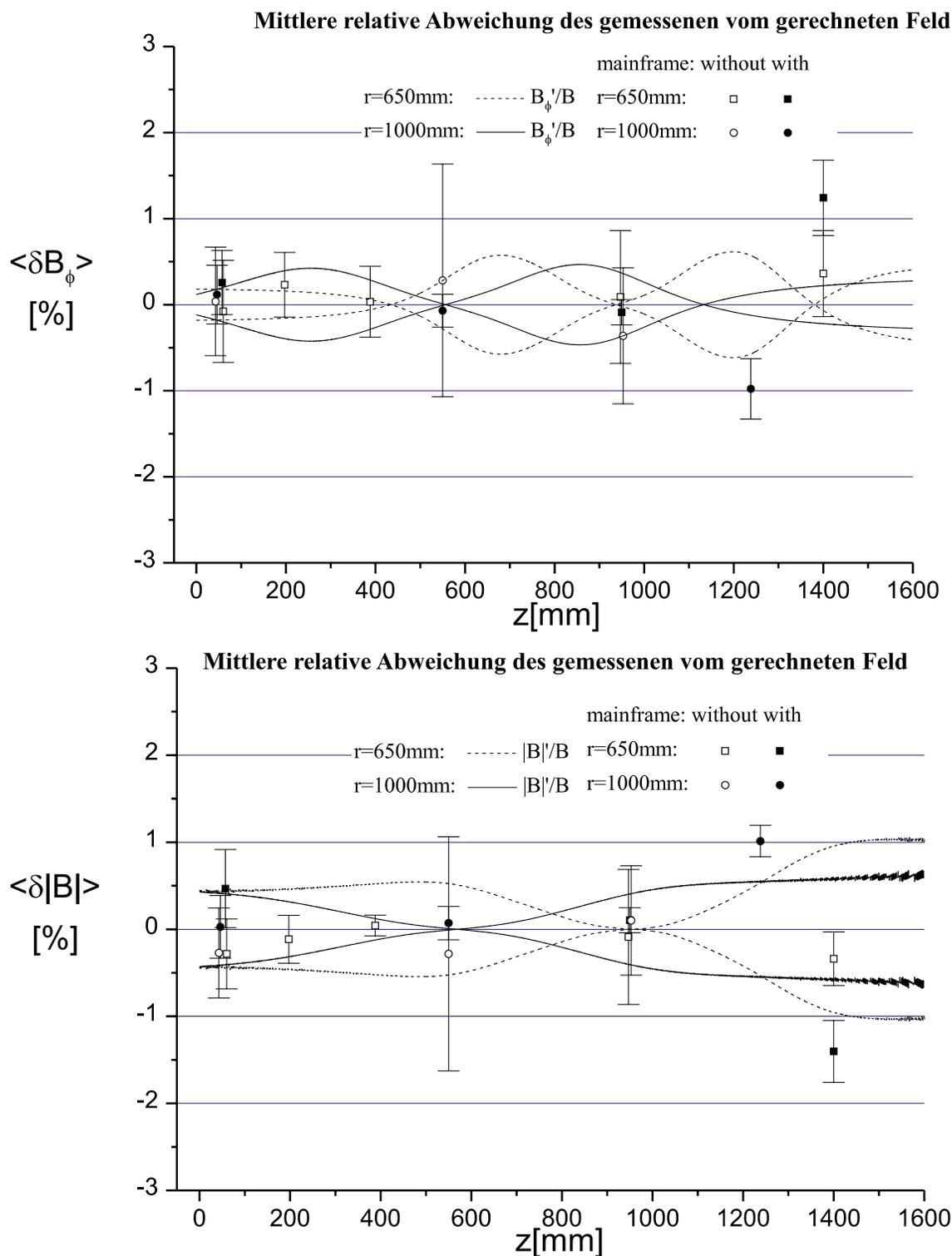


Abbildung 6.16: Mittlere relative Abweichung. Im Gegensatz zu Abbildung 6.14 wurde hier eine *verkürzte* Version der Spule den Rechnungen zugrunde gelegt und nur Messungen im aktiven Volumen mit einbezogen (s.Text). Dargestellt ist die ϕ -Komponente (oben) und der Betrag (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von 1mm in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

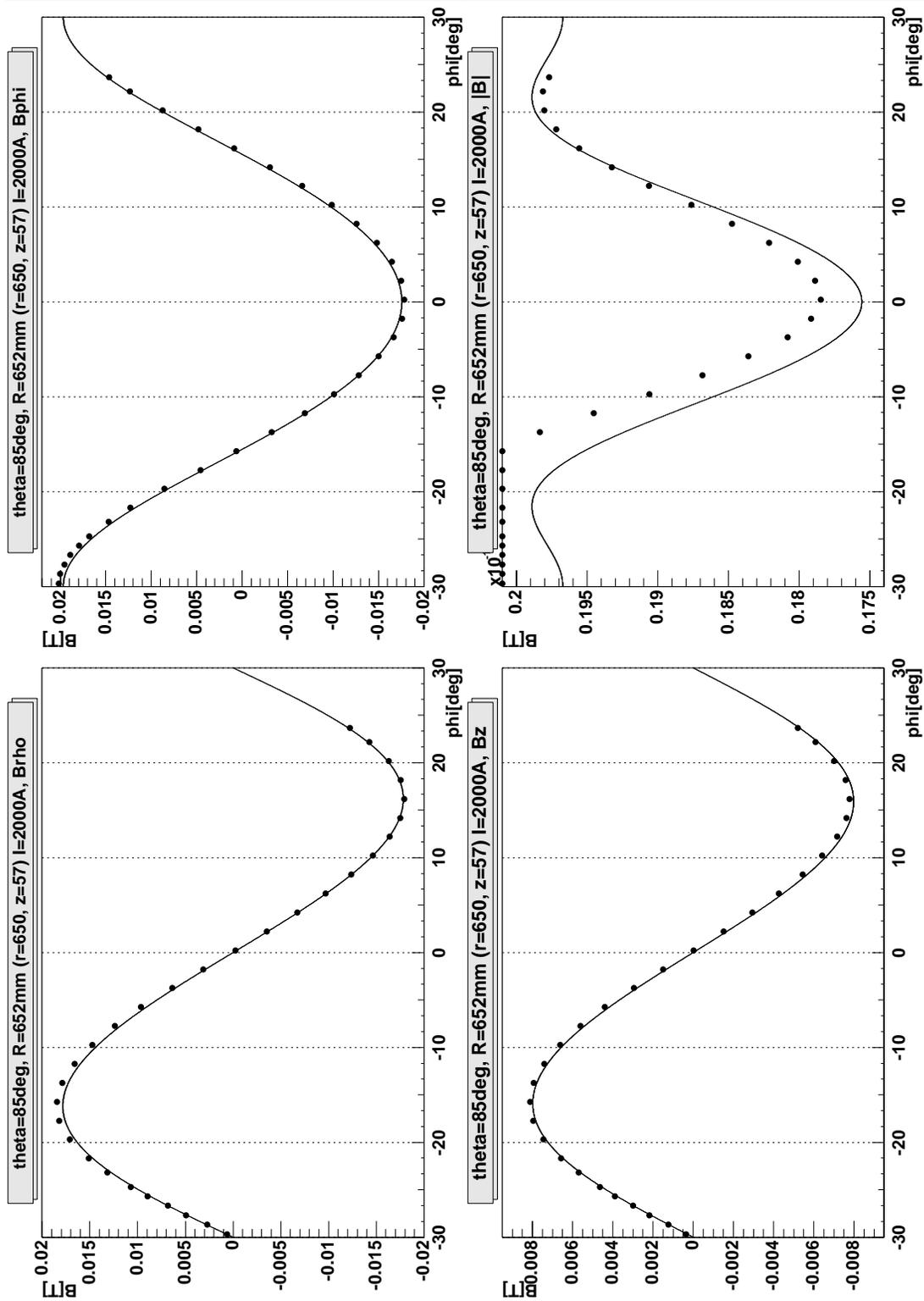


Abbildung 6.17: Meßwerte der Messung bei $r=650\text{mm}$, $z=57\text{mm}$ mit Mainframe. Die durchgezogene Linie zeigt die Rechnung. Man sieht deutlich einen Unterschied in der Feldstärke.

Gewichtungsfaktor für die entsprechenden Messungen (Tabelle 6.4) stellt man fest, daß die hier auftretenden mittleren Abweichungen (absolut gesehen $\sim 3 \cdot 10^{-4}T$) nur etwa $1/3$ der absoluten Abweichung ($\sim 9 \cdot 10^{-4}T$) in Bereichen hoher Felder betragen.

Kältekontraktion der Spule

Auch in Bereichen großer z treten deutliche Abweichungen auf. Am deutlichsten wird die Ursache der Abweichung bei der Betrachtung der ϕ -Komponente des Feldes bei $z=1400mm$:

Da die ϕ -Komponente des Feldes bei $z = 1400mm$ absolut gesehen deutlich zu groß ist¹, hat es den Anschein, als wäre die Spule weiter von der Meßposition entfernt, als man erwarten würde. Eine Erklärung hierfür ist die Kontraktion der Spule während der Abkühlung auf Temperaturen unterhalb der Sprungtemperatur des Supraleiters.

Eine Nachfrage beim Hersteller des Magneten hat ergeben, daß die den Berechnungen zugrundeliegenden geometrischen Daten an einer Spule bei Zimmertemperatur gemessen wurden. Die zu erwartende Kontraktion während der Kühlung liegt bei etwa $6mm$ entlang der Spulenachse.

Berechnet man das Feld für eine um $6mm$ gekürzte Spule, ergeben sich erwartungsgemäß kleinere Abweichungen (dies ist in Abbildung 6.15 und 6.16 zu sehen, die zugehörigen Werte sind in Tabelle 6.7 angegeben). Daß die Abweichungen nicht ganz verschwinden, liegt

	$r[mm]$	$z[mm]$	mf	N_0	N	$\langle \delta B_\rho \rangle [\%]$	$\langle \delta B_\phi \rangle [\%]$	$\langle \delta B_z \rangle [\%]$	$\langle \delta B \rangle [\%]$
neu	650	1400	x	155	155	0.31 ± 0.18	1.2 ± 0.4	0.9 ± 0.6	-1.4 ± 0.4
alt	650	1400	x	155	155	0.5 ± 0.4	1.9 ± 0.5	0.9 ± 0.7	-2.1 ± 0.4
neu	650	1400	o	65	65	0.28 ± 0.21	0.4 ± 0.5	0.7 ± 0.5	-0.3 ± 0.3
alt	650	1400	o	65	65	0.35 ± 0.23	1.0 ± 0.6	0.9 ± 0.6	-1.1 ± 0.3

Tabelle 6.7: Mittlere relative Abweichung der einzelnen Meßkreise für den Datensatz mit der Geometrie einer verkürzten Spule. N_0 ist die Anzahl der Daten pro Meßkreis, N die Anzahl der Daten, die in die statistische Aussage eingegangen sind, $\langle \delta B \rangle$ ist der Mittelwert der relativen Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die genaue Bedeutung der Werte findet sich im Text.

vor allem daran, daß ein Kürzen der beiden Geradenstücke die Realität nur unvollständig beschreibt. Hier bleiben sowohl die Kontraktion quer zur Spulenachse unberücksichtigt wie auch eine Veränderung der Winkel, unter welchen die geraden Spulenabschnitte stehen. Auch die minimale Änderung der Radien der beiden Kreisbögen findet keine Berücksichtigung. Da es sich absolut gesehen nur um sehr kleine Abweichungen handelt und die relevante Größe die mittlere Abweichung längs der Teilchenbahn ist (Abschnitt 1.7), sind diese Abweichungen in der späteren Analyse (HADES) nicht von Bedeutung. Auf den großen Aufwand, der nötig wäre, um die Berechnung einer exakten Geometrie der Spule anzupassen, kann verzichtet werden.

Absolute Abweichungen

Für alle Meßkreise kann die mittlere absolute Abweichung durch einfache Multiplikation mit B_{max} (Tabelle 6.4) errechnet werden.

¹da hier $B_\phi < 0$ bedeuten negative Abweichungen ein absolut größeres Feld und umgekehrt

Sie ist in Tabelle 6.8 für alle Messungen zusammengestellt. Offensichtlich wurde auf keinem Meßkreis der Vorgabewert von $30 \cdot 10^{-4}T$ überschritten.

$r[mm]$	$z[mm]$	mf	N_0	N	$\langle \delta B_\rho \rangle$ [$10^{-4}T$]	$\langle \delta B_\phi \rangle$ [$10^{-4}T$]	$\langle \delta B_z \rangle$ [$10^{-4}T$]	$\langle \delta B \rangle$ [$10^{-4}T$]
650	950	x	136	136	19 ±16	8±14	15±14	9±13
650	57	x	179	179	0,0±1,5	0,4±2,5	1,7±1,4	1,0±2,4
650	1400	x	155	155	1,1±1,9	13±5	9±7	15±4
1000	550	x	163	163	10±13	-5±14	9±12	5±15
1000	1238	x	95	95	0,2±1,5	4,6±1,7	2,5±2,0	4,8±0,9
1000	46	x	142	119	4±8	0±15	8±10	0±14
1000	550	o	166	166	15±15	22±10	0±14	-22±96
1000	950	o	109	109	14±19	-19±38	14±33	5±28
1000	43	o	177	145	4±29	-5±48	17±22	-8±24
650	57	o	128	128	0±4	0±6	2,8±2,4	-0,4±2,2
650	388	o	125	125	1±8	0±16	8±7	0±7
650	197	o	113	113	0,1±1,8	0±4	3,4±2,7	-1±4
650	950	o	99	99	5±7	9±73	8±7	-9±71
650	1400	o	65	65	1,2±2,2	3,8±5	7±5	-4±3

Tabelle 6.8: Mittlere absolute Abweichung einzelner Meßkreise für den Datensatz mit der Geometrie einer *verkürzten* Spule. Es wurden nur Meßpunkte im aktiven Volumen berücksichtigt. N_0 ist die Anzahl der Daten pro Meßkreis, N die Anzahl der Daten, die in die statistische Aussage eingegangen sind, $\langle \delta B \rangle$ ist der Mittelwert der relativen Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die genaue Bedeutung der Werte findet sich im Text.

6.2.4 Zusammenfassung

Im wesentlichen haben die Feldmessungen gezeigt, daß das Feld den Spezifikationen bis auf minimale Abweichungen (bis zu 1,5%) entspricht. Absolut gesehen bleiben die Abweichungen auf allen Meßkreisen im Mittel unter dem Vorgabewert von $30 \cdot 10^{-4}T$ (Tabelle 6.8), so daß die Genauigkeit der Feldkarte keinen Einfluß auf die Massenauflösung des Spektrometers hat.

Die Abweichungen sind im wesentlichen eine Folge fehlender Kenntnisse über die wirkliche Geometrie der Spulen (Kältekontraktion). Durch Anpassung der Spulengeometrie, die den Rechnungen zugrunde liegt, ließe sich dies korrigieren, was aber mit größerem Aufwand verbunden ist. Ebenso lassen sich die minimalen Unterschiede in der azimutalen Position der Spulen von weniger als $1mm$ in den Rechnungen verbessern. Weiterhin ist es nicht nötig den Einfluß magnetisierbarer Materialien in den Rechnungen zu berücksichtigen (insbesondere: Mainframe, Materialien im Spulenkasten).

6.3 Messungen, welche die Feldkarte nicht betreffen

Außer den Messungen zur Erstellung einer Feldkarte wurden noch weitere Messungen durchgeführt, diese sollen im folgenden besprochen werden.

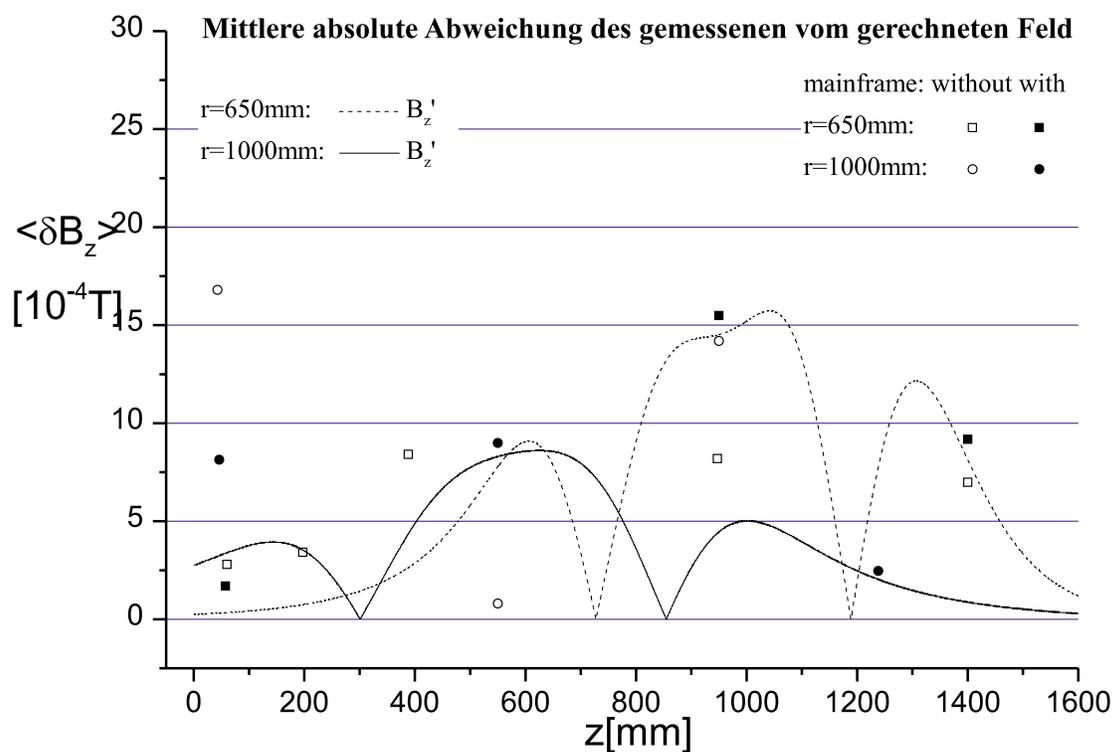
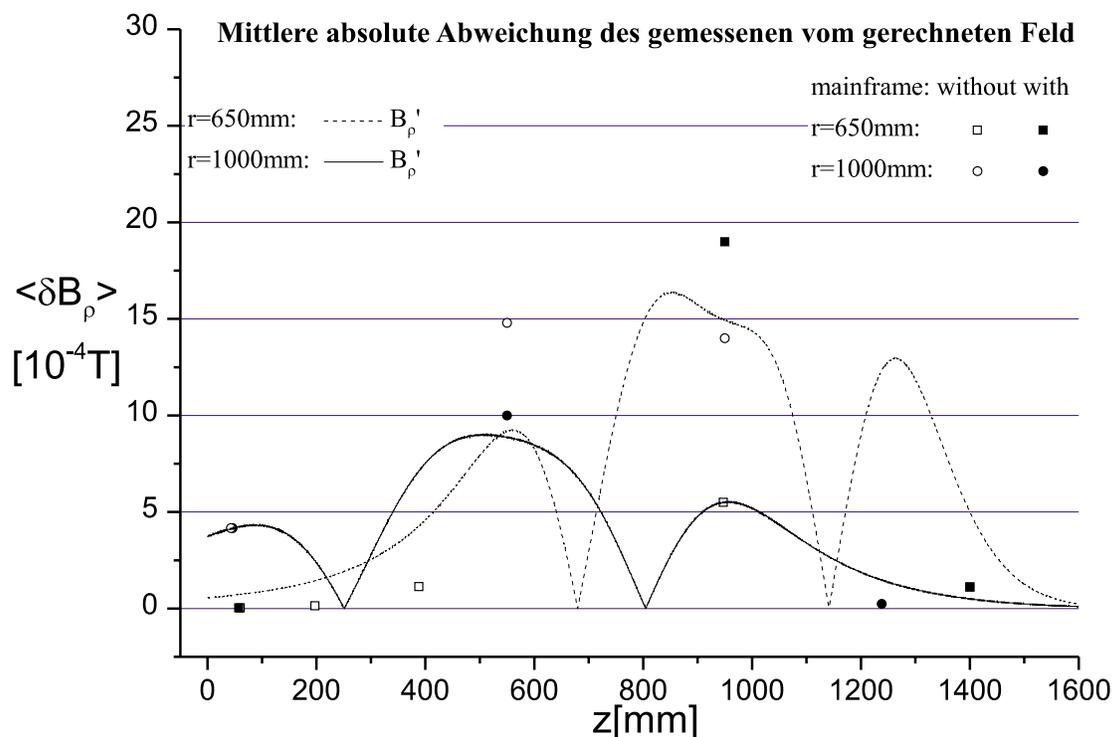


Abbildung 6.18: Mittlere absolute Abweichung. Es wurde den Rechnungen eine *verkürzte* Version der Spule zugrunde gelegt und nur Messungen im aktiven Volumen mit einbezogen (s. Text). Dargestellt ist die ρ - (oben) und z -Komponente (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von $1mm$ in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

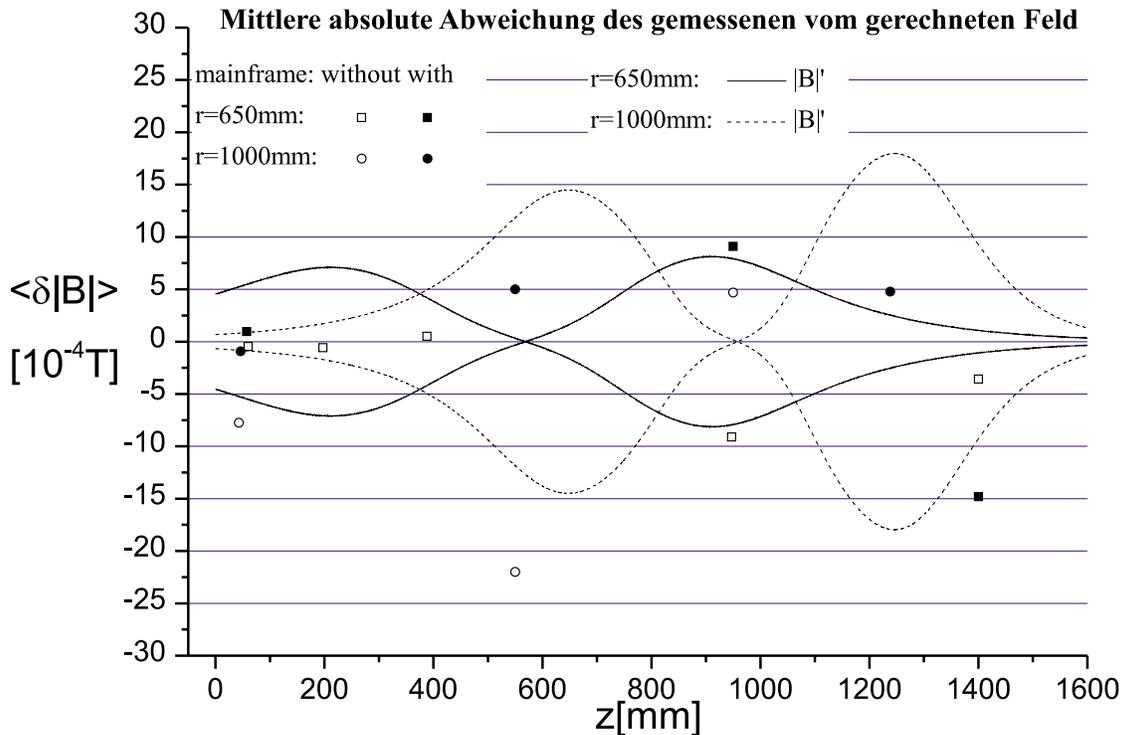
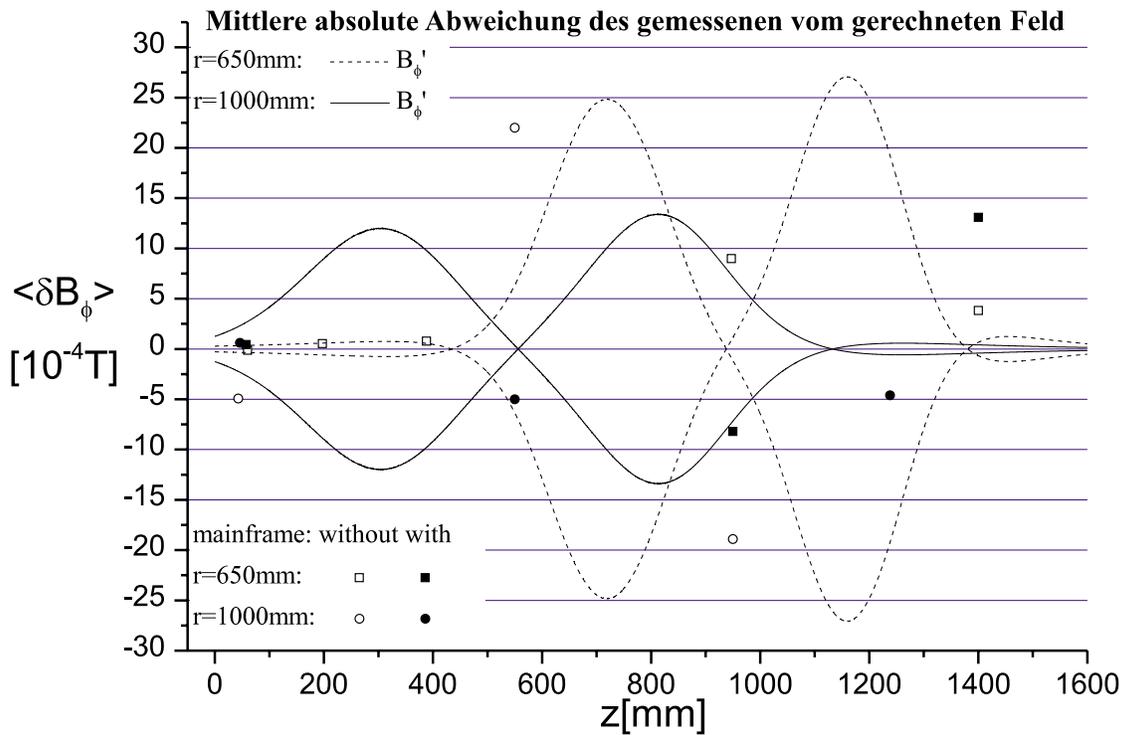


Abbildung 6.19: Mittlere absolute Abweichung. Es wurde den Rechnungen eine *verkürzte* Version der Spule zugrunde gelegt und nur Messungen im aktiven Volumen mit einbezogen (s. Text). Dargestellt ist die ϕ -Komponente (oben) und der Betrag (unten). Die eingezeichneten Linien zeigen die Größenordnung der Abweichung einer Dejustierung von 1mm in z . Die genaue Bedeutung der Symbole kann der Legende entnommen werden.

6.3.1 Erdfeld und Restfeld der Umgebung

Um die Qualität der Feldmessungen zu validieren, wurden Erdfeldmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.20 und 6.21 zu sehen. Man sieht deutlich den Sinus, der durch das Drehen der Sonde im homogenen Erdfeld um 360° entsteht, wohingegen die z-Komponente konstant bleibt.

Offensichtlich haben die einzelnen Sonden einen Offset im Bereich von etwa $0.5 \cdot 10^{-4}T$.

Zudem ist ein weiterer Effekt zu sehen: Bei den Messungen mit langem Arm (die Sonde wird etwa $1mm$ am Spulenkasten vorbeigeführt) sieht man, daß offensichtlich im Spulenkasten Materialien vorhanden sind, die magnetisierbar sind. Hierbei könnte es sich um Edelstahldrähte handeln, die dazu dienen, die großen Kräfte aufzufangen, die bei eingeschaltetem Feld auf die Spulen wirken.

Das deutlich sichtbare Maximum zeigt die Magnetisierung der RICH-Stützstruktur. Auch hier wird der Meßarm in einem Abstand von nur wenigen Millimetern vorbeigeführt.

6.3.2 Ein- und Ausschalten des Feldes

Um schnelle Veränderungen zu vermeiden wird das Ein- und Ausschalten des Feldes über einen längeren Zeitraum ausgedehnt. Die Stromversorgung ist so eingestellt, daß das Feld mit einer Geschwindigkeit von etwa einem Ampere pro Sekunde verändert wird. Um diesen Vorgang zu überprüfen, wurden bei mehreren An- und Abschaltvorgängen an verschiedenen Stellen Messungen durchgeführt. Ein solcher Vorgang ist in Abbildung 6.22 für das absolute Feld dargestellt.

6.3.3 Schnellabschaltung nach Umpolen (*Quasi-Quench*)

„Eine teure und langwierige Methode um die Anzahl der Spulen experimentell zu bestimmen“
Wolfgang König

Bei dem Versuch Messungen bei umgekehrter Feldpolarität durchzuführen, stießen wir auf Probleme beim Einschalten des Feldes. Genau sechsmal sprach während des Einschaltens der Quenchdetektor an und schaltete die Versorgungsspannung ab. (Abbildung 6.23 oben; unten ist exemplarisch der Verlauf des Feldes während einer einzelnen Schnellabschaltung gezeigt) Da am Anfang noch nicht klar war, wo die Ursache lag, existieren nur zu fünf Vorgängen Messungen.

Offensichtlich ist der Grund für das Ansprechen des Quenchdetektors eine geringe Spannung, welche durch Ummagnetisierung von Materialien in der Spule induziert wurde.

Aus technischen Gründen können nie zwei Spulen exakt gleich sein. Für jede Spule gibt es demnach eine Schwelle, bei der eine plötzliche Ummagnetisierung auftritt.

Die dabei induzierte Spannung reicht aus, um den Quench-Detektor ansprechen zu lassen (diese Schwelle liegt bei etwa $25mV$). Dieser mißt den Spannungsabfall in den Spulen. Wird ein deutlicher Anstieg festgestellt, wird die Stromversorgungseinheit zu ihrem eigenen Schutz kurzgeschlossen und von den Spulen getrennt. Die im Feld gespeicherte Energie wird jetzt über einen Widerstand in Wärme umgewandelt. Der Widerstand ist zu den Spulen parallel geschaltet.

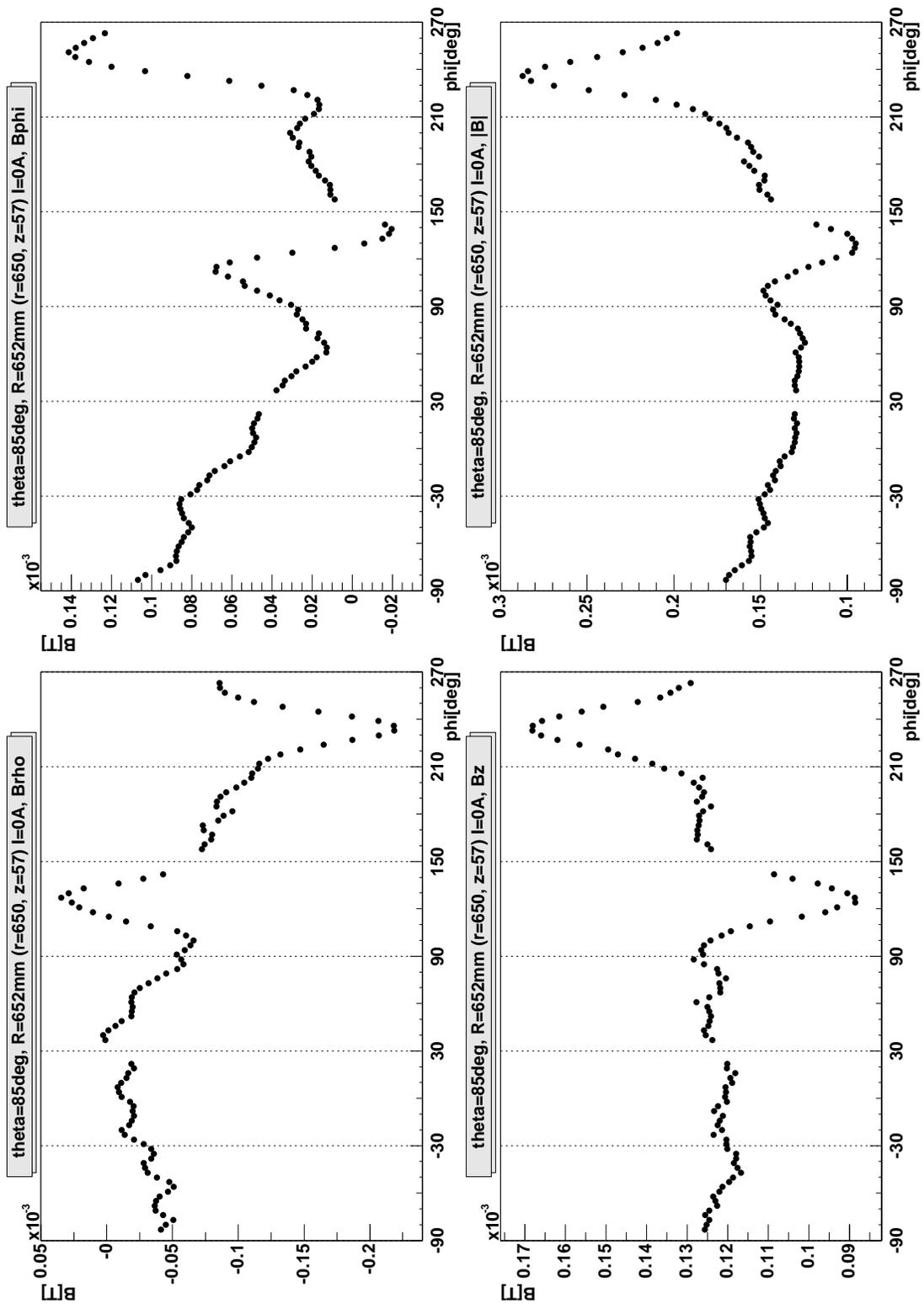


Abbildung 6.20: Messung des Erdmagnetfeldes mit kurzem Messarm bei $z=57$ mm und aufgebautem Mainframe. Deutlich zu sehen ist der Sinus (plus Offset) in der ρ - und ϕ -Komponente. Die z -Komponente bleibt Konstant. Die Ausgeprägten Maxima sind eine Folge der Magnetisierung der RICH-Stützstruktur.

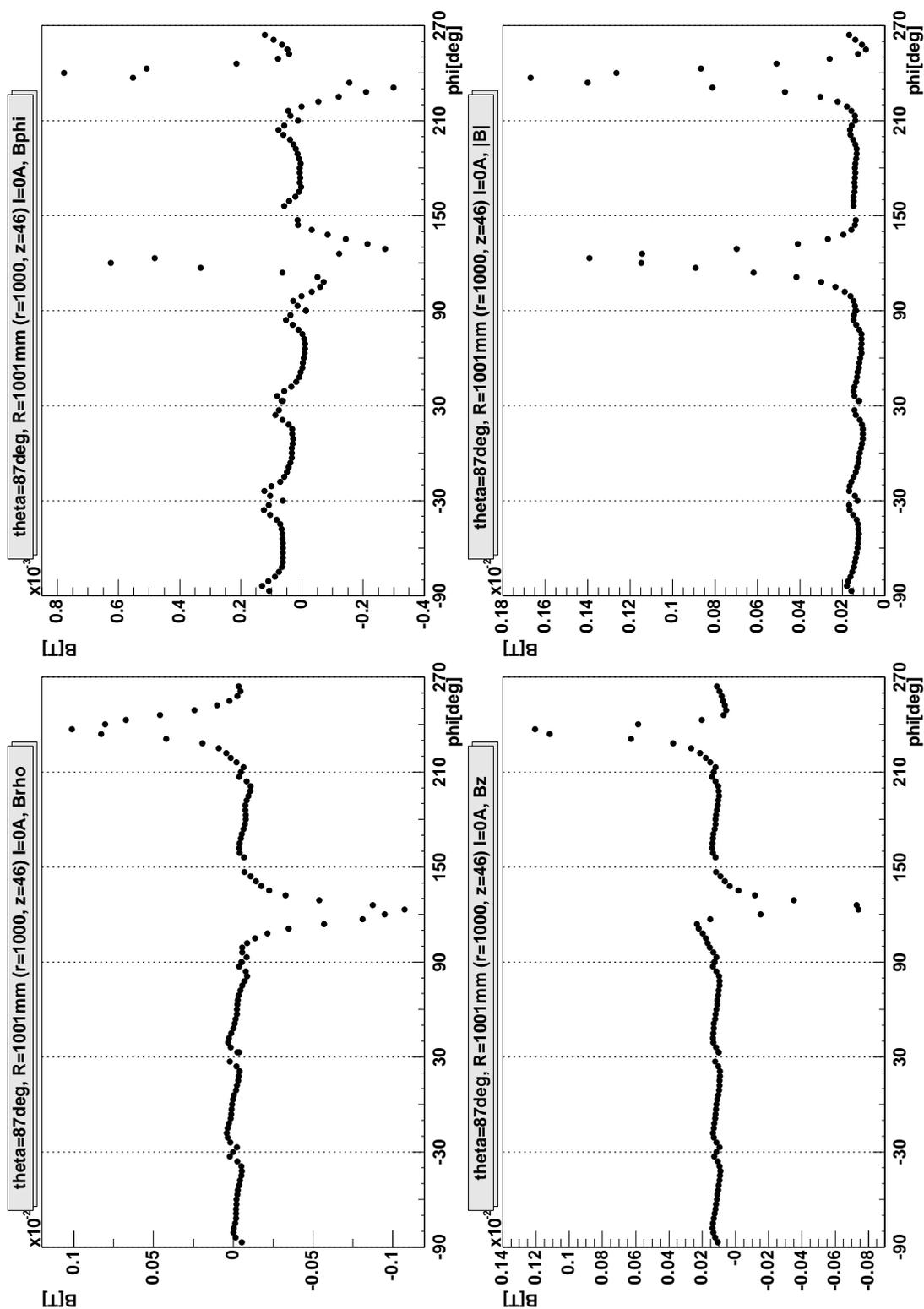


Abbildung 6.21: Messung des Erdmagnetfeldes mit langem Messarm bei $z=46$ mm und aufgebautem Mainframe. Die ausgeprägten Maxima sind eine Folge der Magnetisierung der RICH-Stützstruktur. In der Nähe der Spulen ist ein etwas stärkeres Feld zu beobachten, das etwa in der Mitte der Spule sein Vorzeichen umkehrt. Dies deutet auf magnetisierte Materialien im Spulenkasten hin.

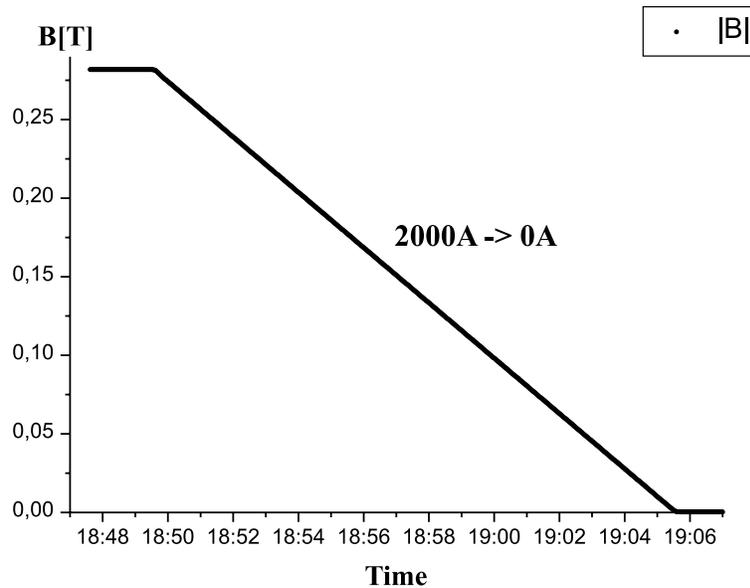


Abbildung 6.22: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Betrages des gemessenen Feldes während des Abfahrens von 2000A auf 0A. Die schwarze Linie stellt die Messungen dar. Die einzelnen Werte können aufgrund ihrer großen Anzahl ($^3/s$) nicht mehr aufgelöst werden.

Da es jeweils genau eine Spule mit der niedrigsten Schwelle gibt, wiederholt sich diese Vorgang genau sechsmal, bis die magnetisierbaren Materialien in jeder Spule ummagnetisiert worden sind.

Die Änderung der Magnetisierung müßte sich auch auf das gemessene Feld bei ausgeschalteter Stromversorgungseinheit auswirken. In Abbildung 6.23 (mitte) ist die z -Komponente zu sehen (Die y -Achse ist stark vergrößert). Nach der ersten Schnellabschaltung ist eine Verschiebung des gemessenen Feldes (ohne Strom) sichtbar. Die statistischen Schwankungen sind eine Folge der Tatsache, daß hier mit der Sonde offensichtlich in Grenzbereichen ihrer Empfindlichkeit gemessen wurde ($0.1 \cdot 10^{-4}T$).

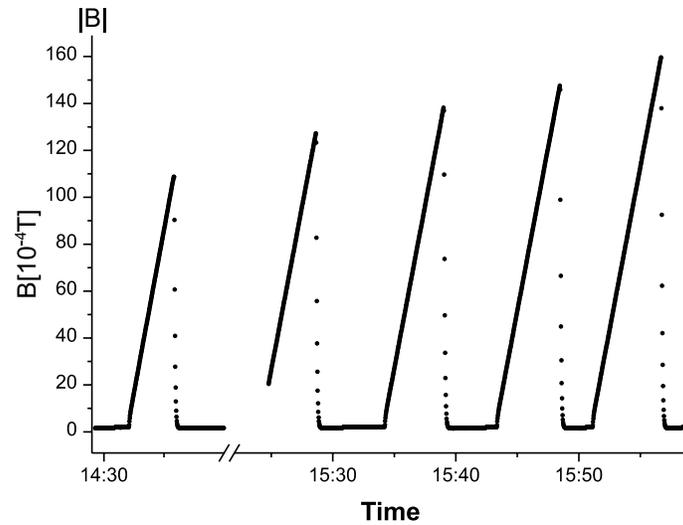
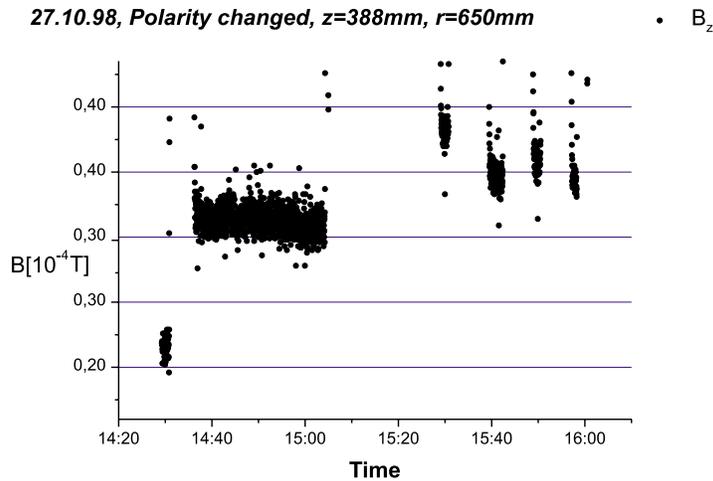
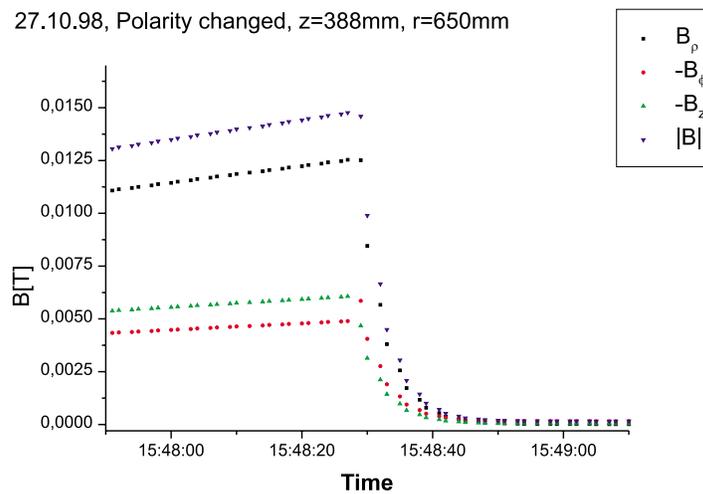
27.10.98, Polarity changed, $z=388\text{mm}$, $r=650\text{mm}$ 27.10.98, Polarity changed, $z=388\text{mm}$, $r=650\text{mm}$ 27.10.98, Polarity changed, $z=388\text{mm}$, $r=650\text{mm}$ 

Abbildung 6.23: Zeitliche Verlauf des Betrages des gemessenen Feldes, während der Schnellabschaltungen nach dem Umpolen. (Die zweite Abschaltung wurde nicht vermessen) oben: komplette Ansicht (des Betrages), mitte: vergrößerte y-Achse (dargestellt ist die z-Komponente), unten: vergrößerte x-Achse.

7 Zusammenfassung

7.1 Motivation für den Entwurf des Spektrometermagneten

Für das HADES-Experiment wurde ein supraleitender Toroid mit sechs Spulen gewählt, da er folgende Vorteile bietet:

- Er besitzt einen feldfreier Raum im Targetbereich sowie im umgebenden Volumen (RICH)
- Es entstehen keine zusätzlichen Akzeptanzverluste durch Spulen im aktiven Volumen (diese liegen im Schatten der Detektorrahmen)
- Im Außenbereich existieren niedrige Felder, so daß für den dortigen Flugzeitdetektor die Standardabschirmung der Sekundärelektronenvervielfacher ausreicht.
- Der Stromverbrauch ist deutlich *geringer* als bei einem normalleitenden Magneten.
- Die Impulsänderung eines geladenen Teilchens im Feld ist in erster Ordnung von der Form des Feldes unabhängig und nur vom integralen Feld längs seiner Trajektorie abhängig. Da die Vermessung des Ablenkungswinkels des Teilchens außerhalb des Feldes erfolgt, ist dieser in erster Ordnung ebenfalls nur vom integralen Weg abhängig.
- Das Feld kann so gestaltet werden, daß die relative Impulsänderung für den mittleren Leptonenimpuls unabhängig vom Emissionswinkel (Polarwinkel) etwa 15% beträgt.

7.2 Schlußfolgerungen aus den Feldmessungen

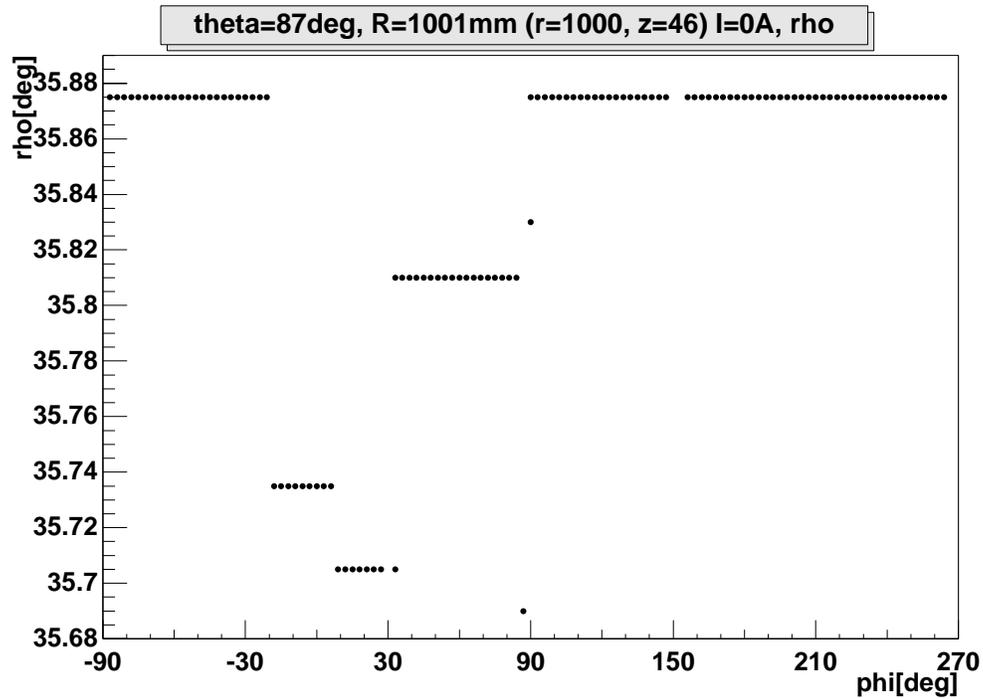
- Die Messungen zeigen im Rahmen der Meßgenauigkeit eine gute Übereinstimmung (besser 1% im aktiven Volumen) zwischen gemessenem Feld und berechneter Feldkarte. Auf keinem Meßkreis wird eine mittlere Abweichung von mehr als $30 \cdot 10^{-4} T$ gemessen, so daß hierdurch kein Einfluß auf die Impuls-/Massenauflösung des Spektrometers entsteht.
- Die RICH-Stützstruktur hat einen deutlichen Einfluß auf das Feld im RICH-Bereich. Als Konsequenz wird diese um rund $15 cm$ gekürzt.
- Weiterhin konnte kein signifikanter Einfluß magnetischer Materialien auf das Feld festgestellt werden (insbesondere: Mainframe)
- Der Magnet enthält magnetisierbares Material. Der Einfluß ist nur in direkter Spulennähe, und damit nur außerhalb des aktiven Volumens, sichtbar. (Diese magnetisierbaren Materialien führen allerdings zu Schwierigkeiten beim Umpolen des Feldes: sechsfaches Ansprechen des Quenchdetektors aufgrund von Induktionsspannungen als Folge der Ummagnetisierung)

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine Verbesserung durch weitere Anpassung der Rechnungen an das gemessene Feld möglich, für die geforderte Genauigkeit des Spektrometers aber nicht erforderlich ist. Insgesamt entspricht das gemessene Feld mit genügender Genauigkeit den Spezifikationen, so daß dem Betrieb des hochauflösenden Elektronenpaarspektrometers HADES, wie er im Proposal [Had94] vorgeschlagen ist, von Seiten des Magneten und seines Feldes nichts mehr im Wege steht.

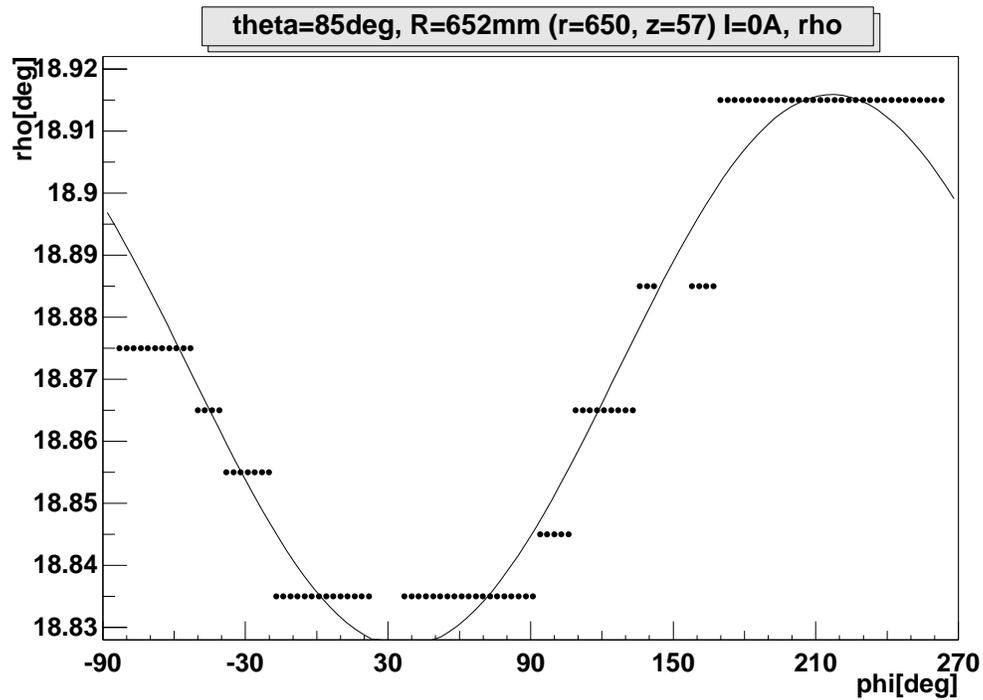
A Darstellung der Meßergebnisse

A.1 Messungen ohne Mainframe

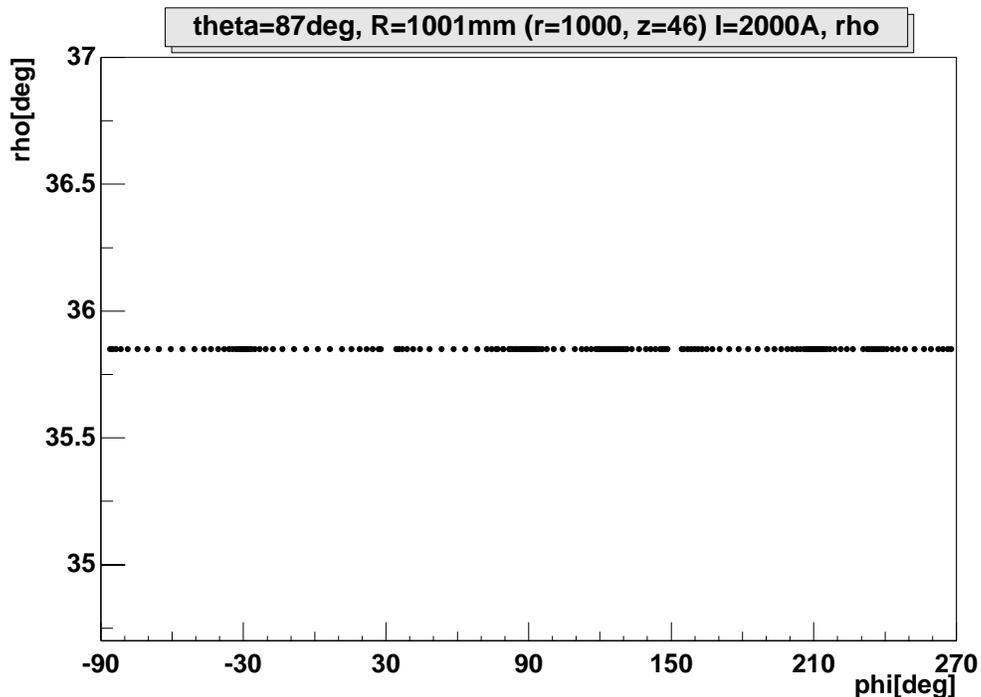
A.1.1 Messungen zur Überprüfung der Kreisgeometrie ($\rho(\phi)$)



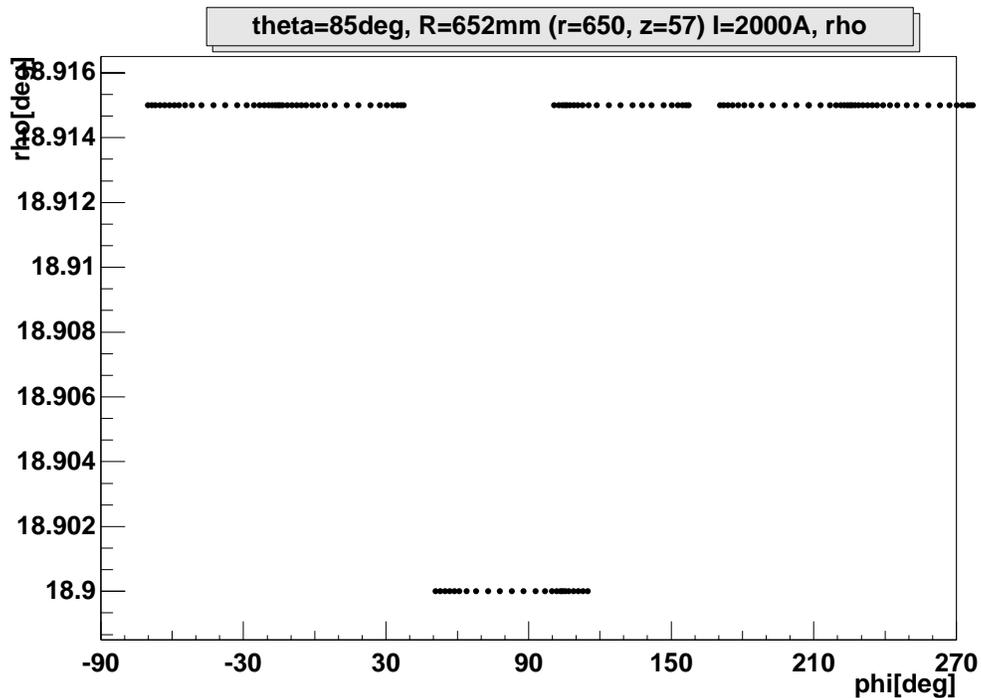
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Erdfeldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



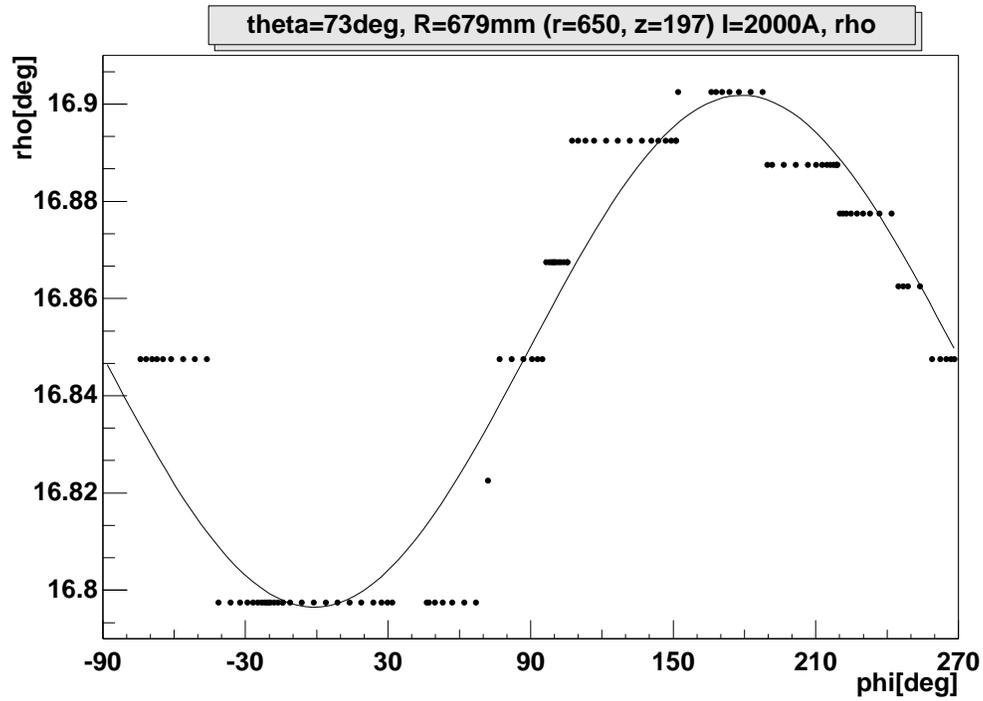
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Erdfeldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



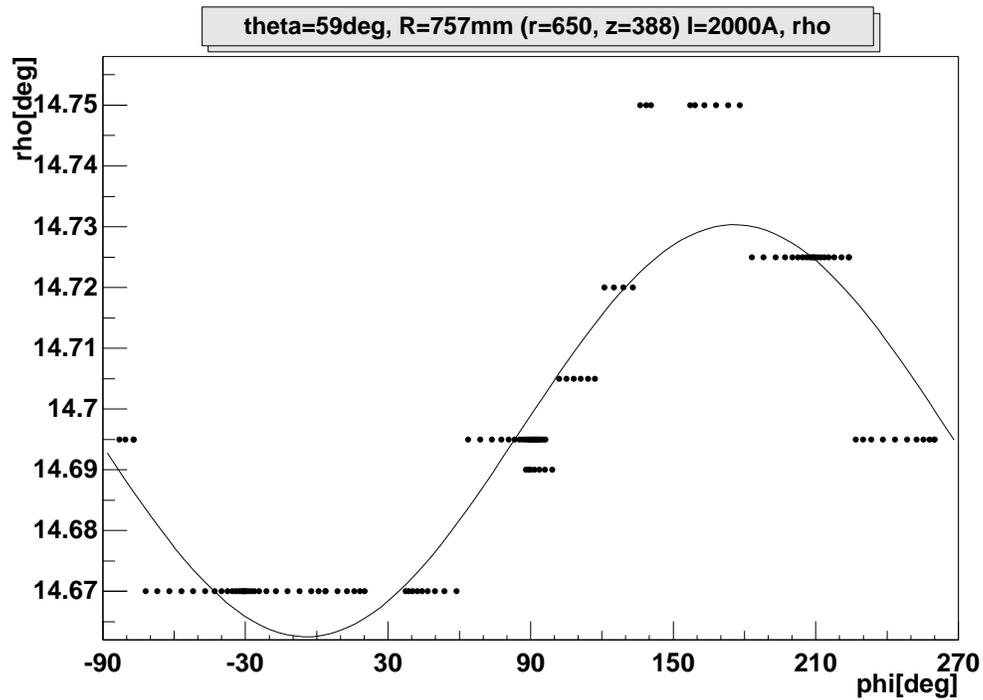
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



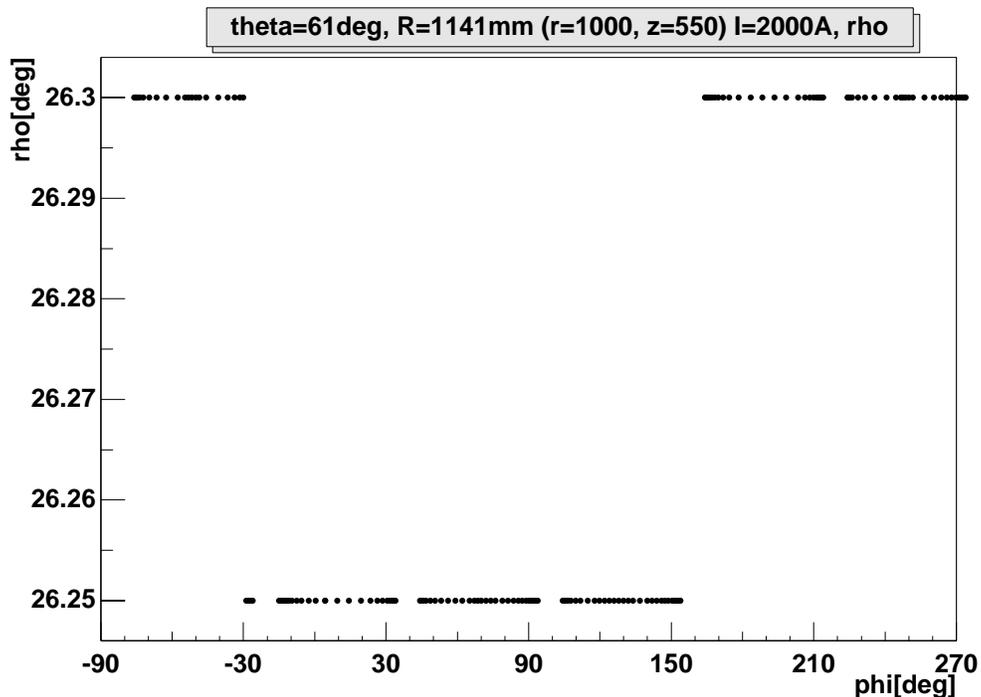
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



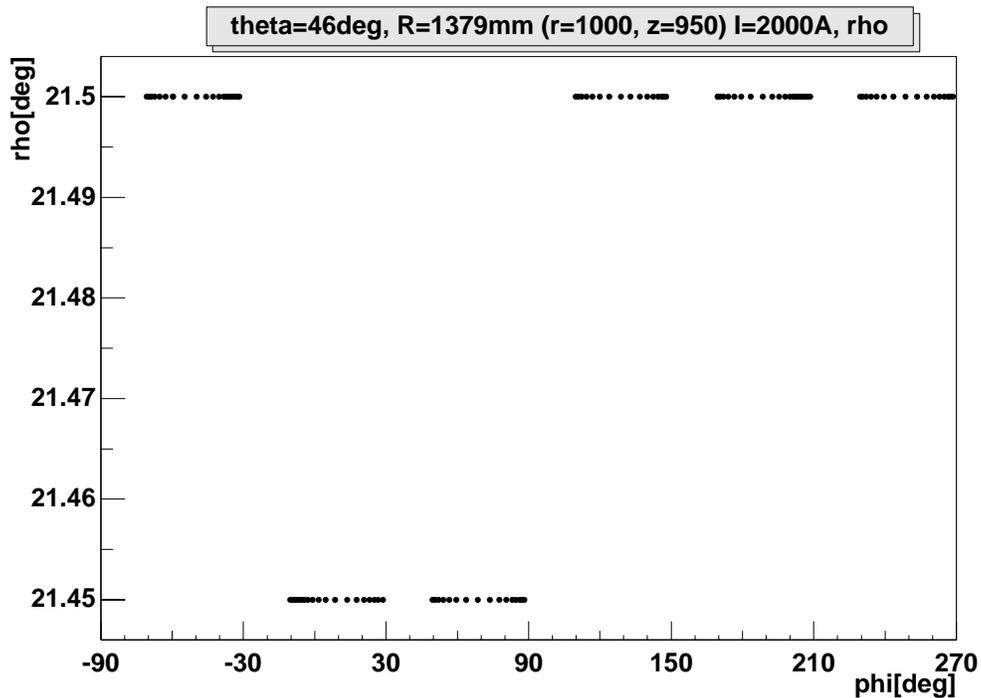
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



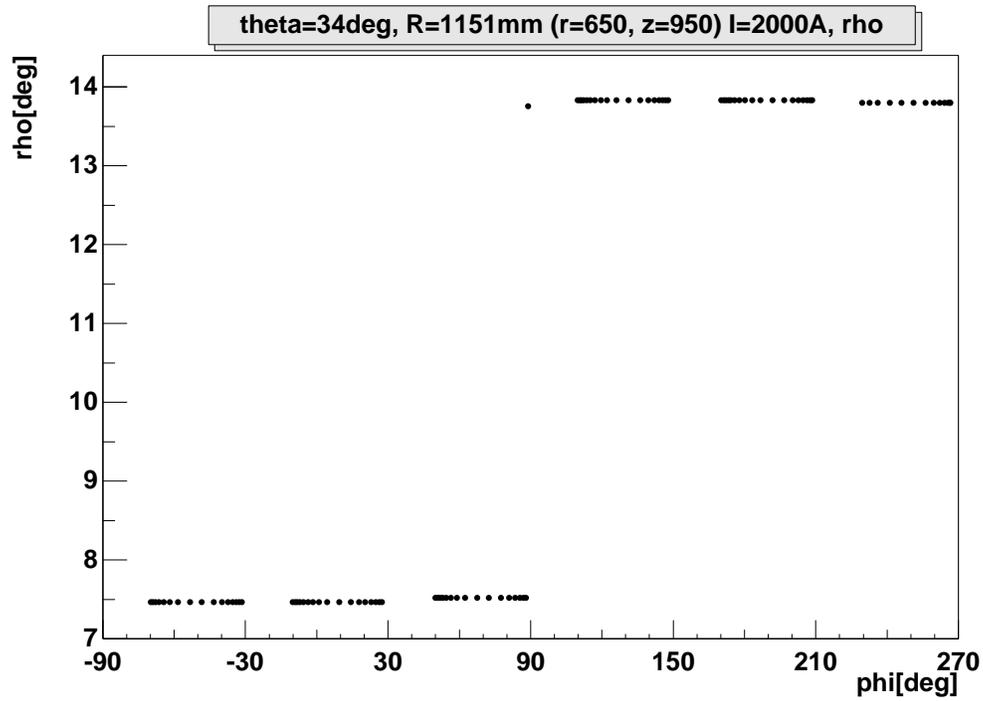
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



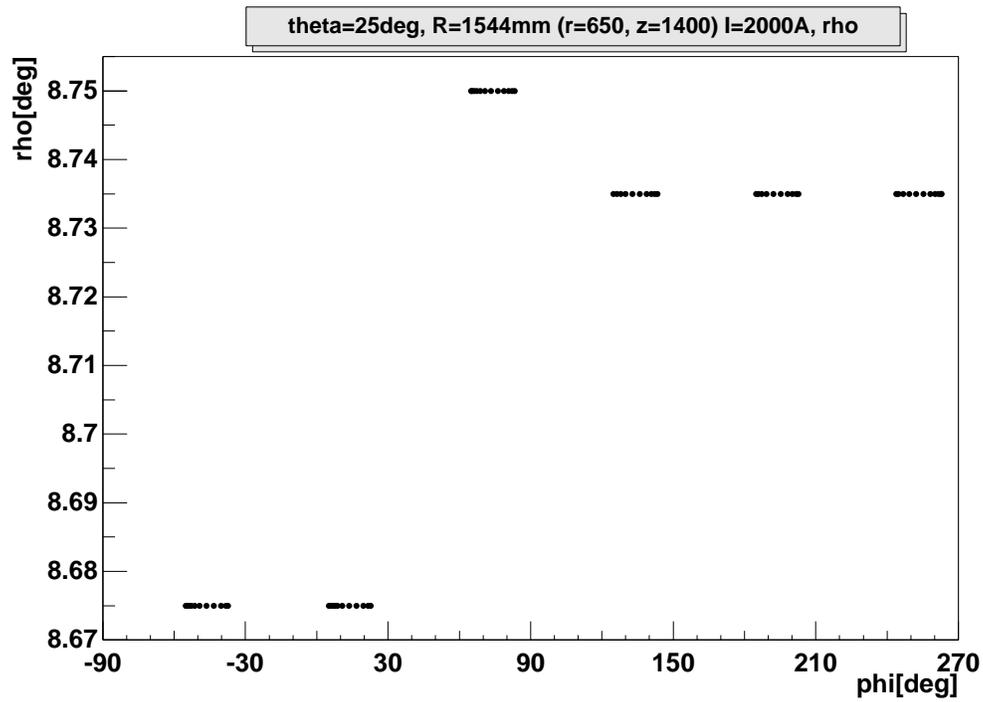
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

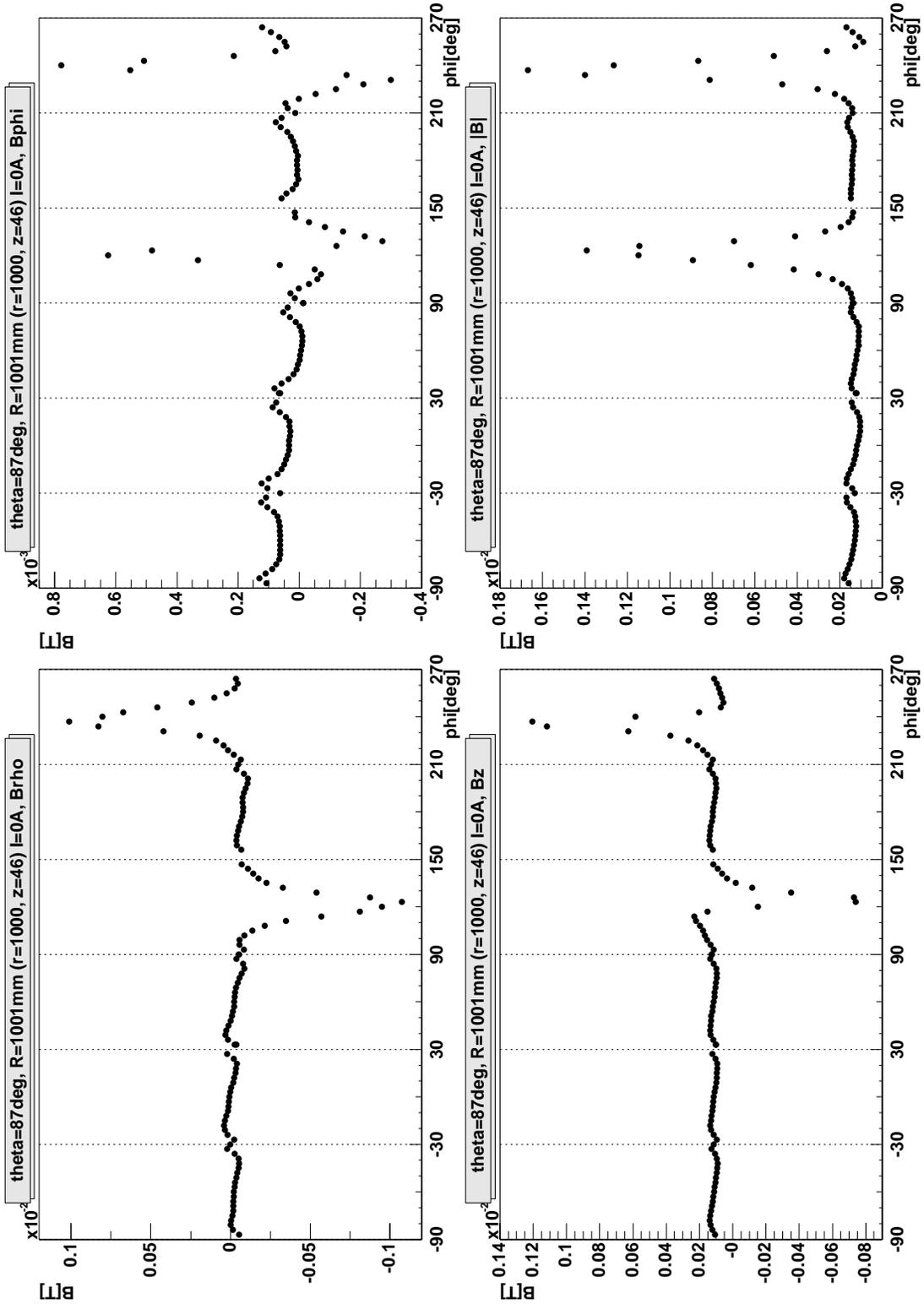


Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

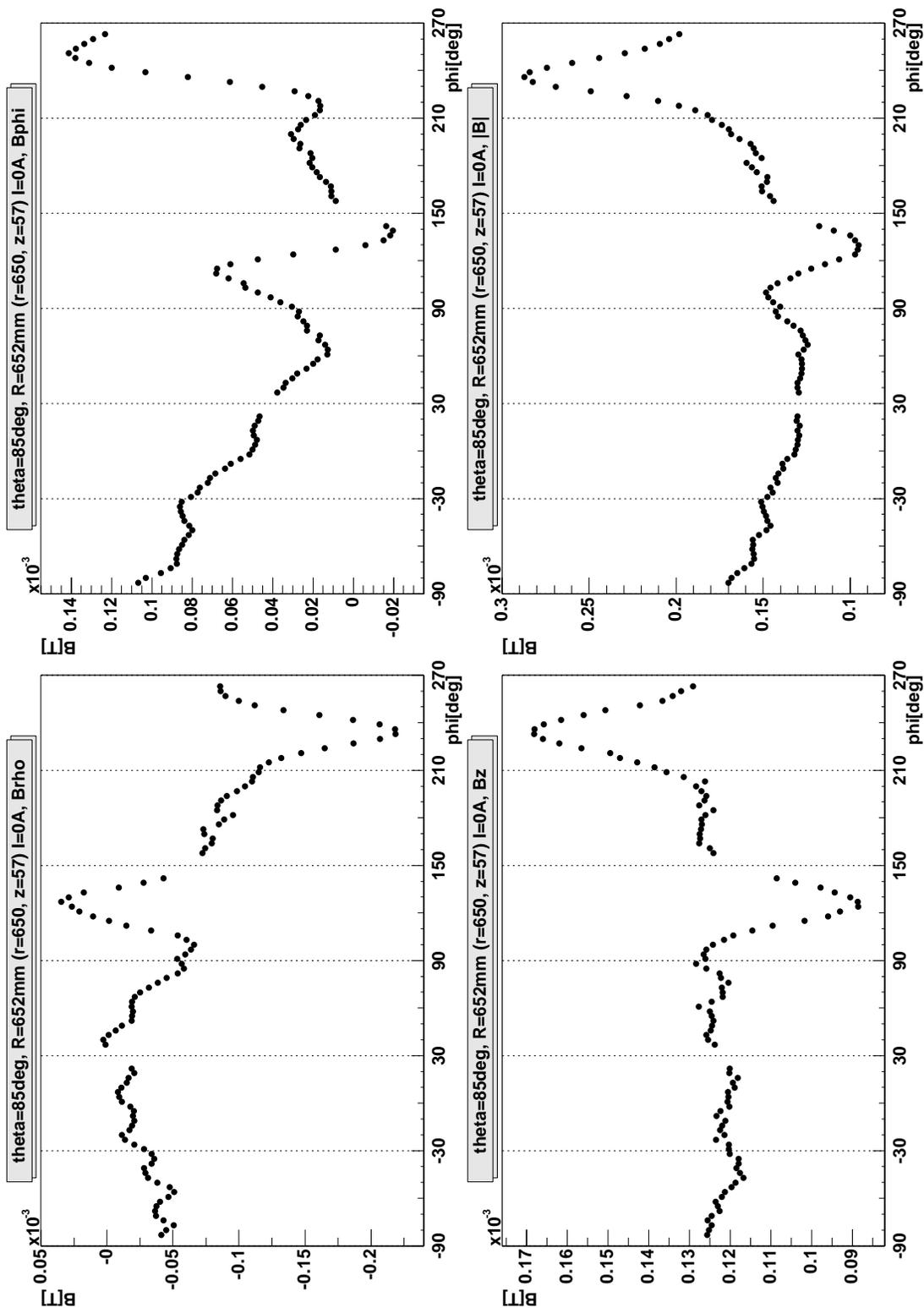


Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

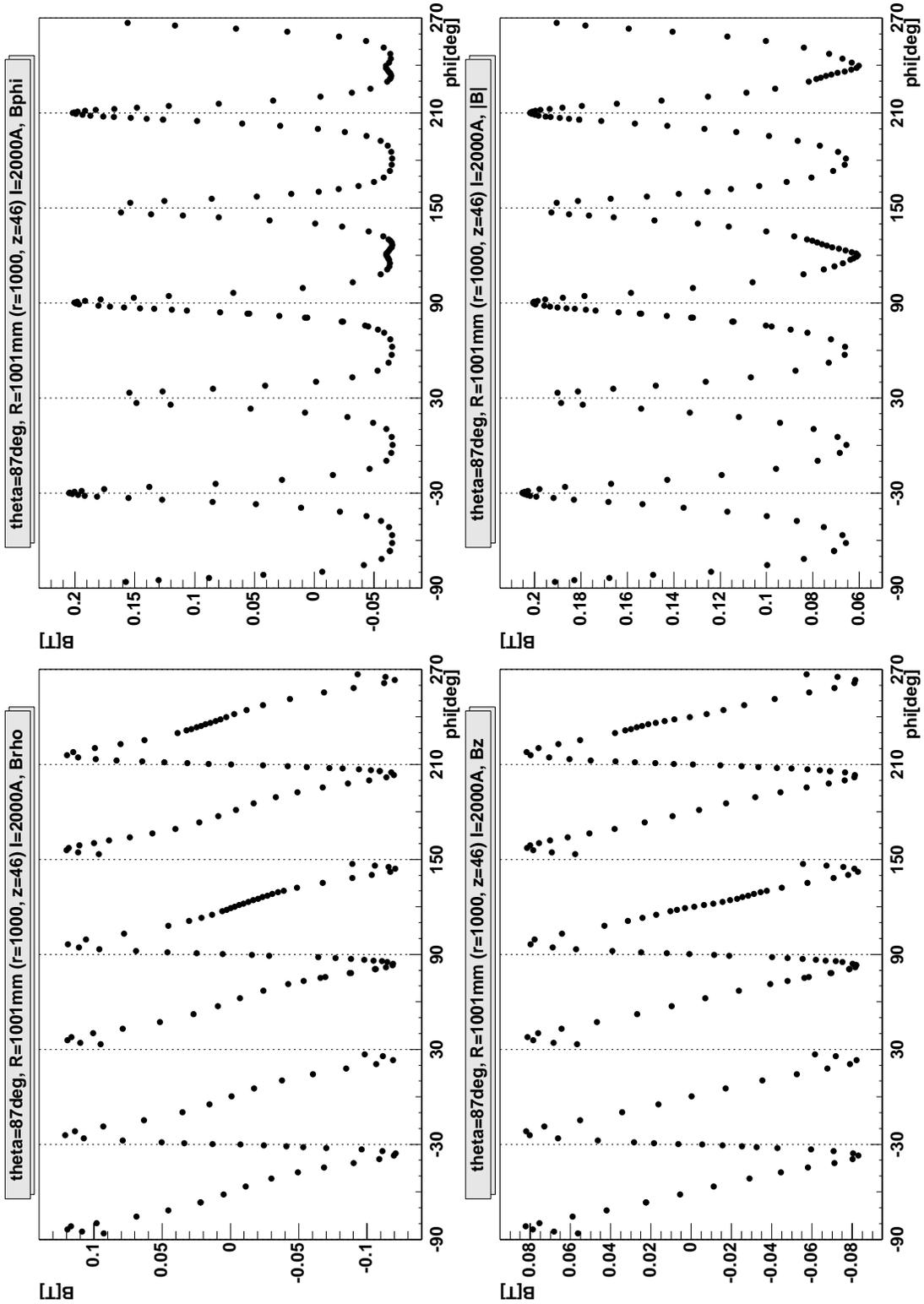
A.1.2 Komplette Meßreihen (r, z konstant)



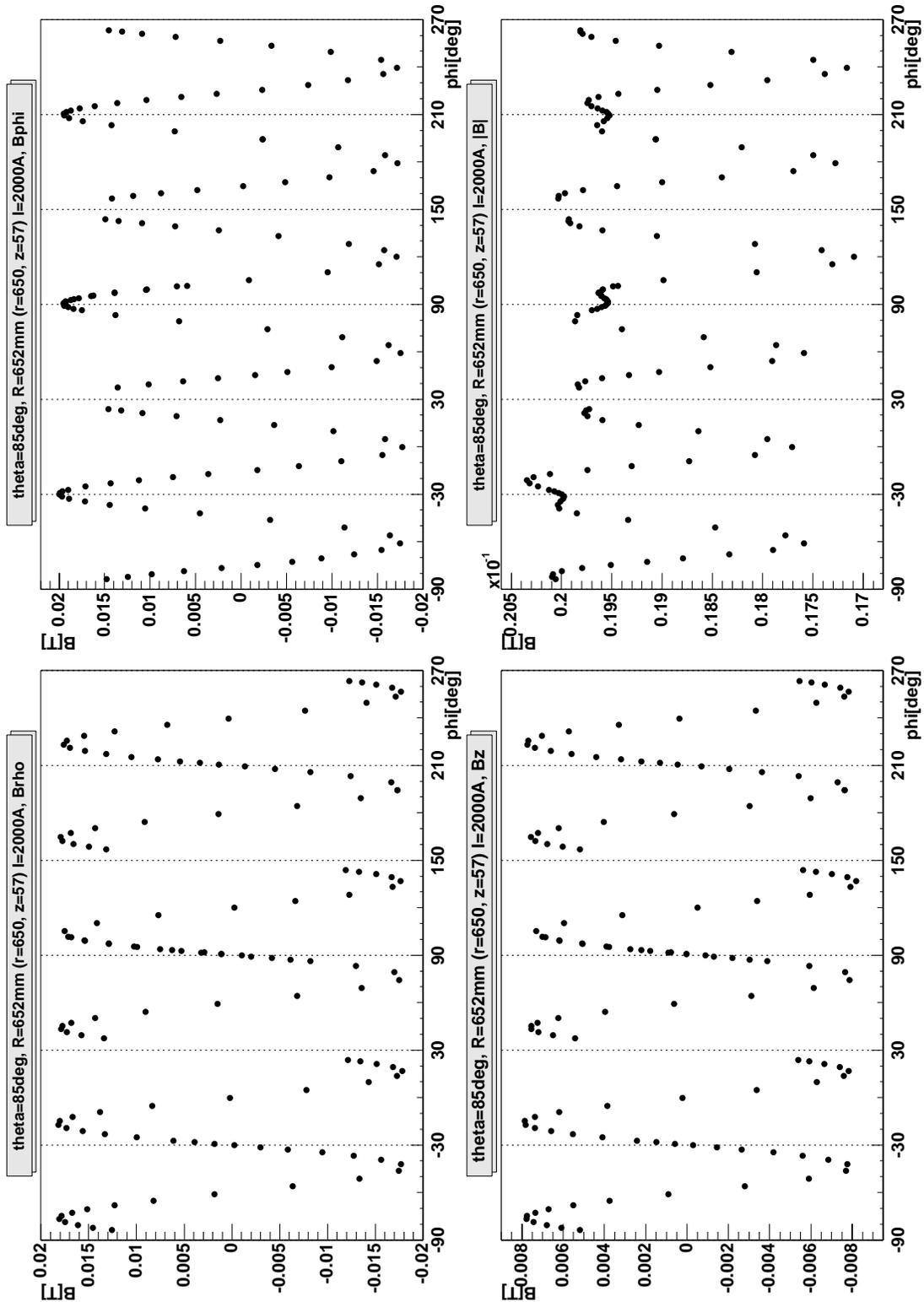
Ergebnisse der Erdfeldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



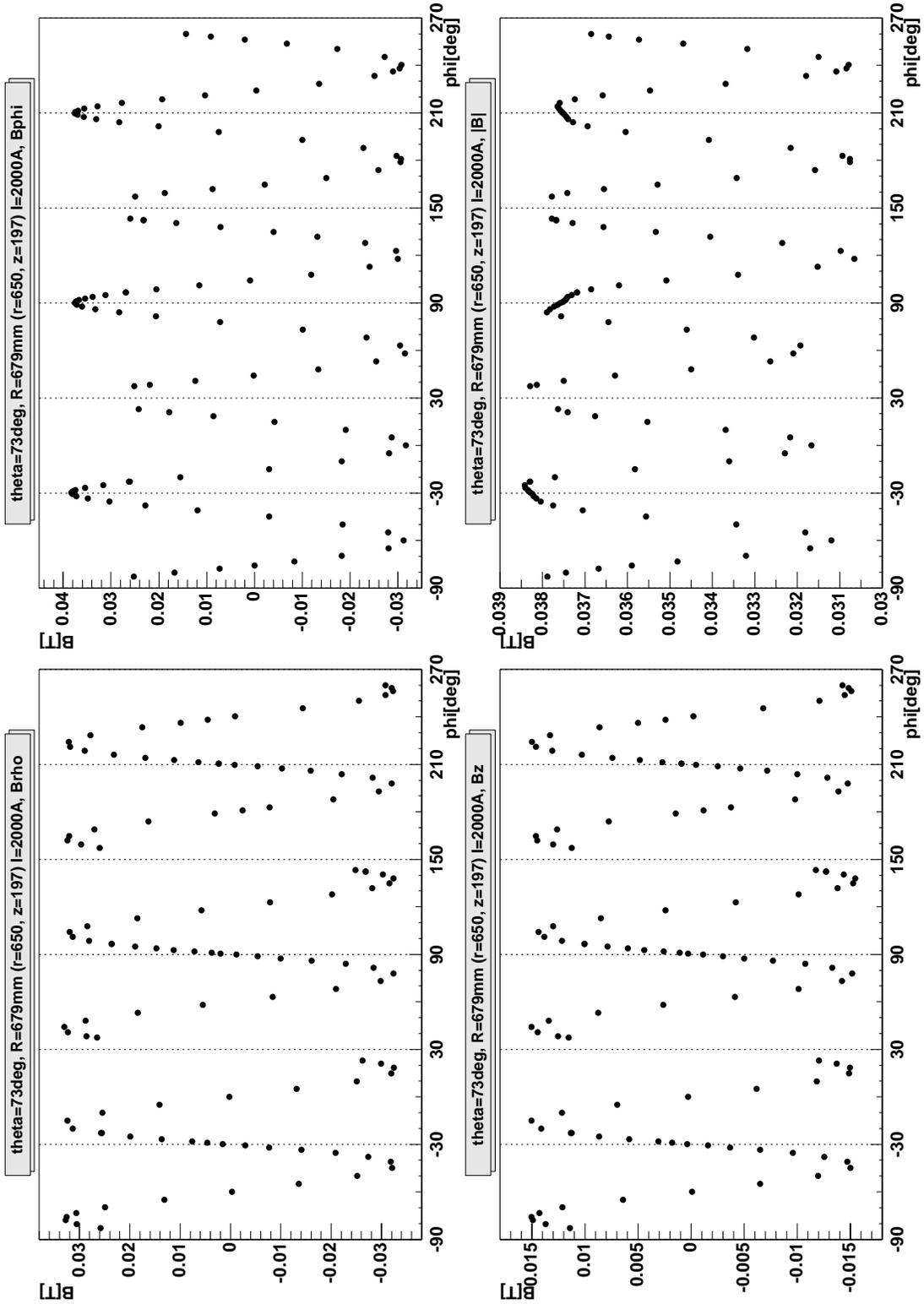
Ergebnisse der Erdeldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



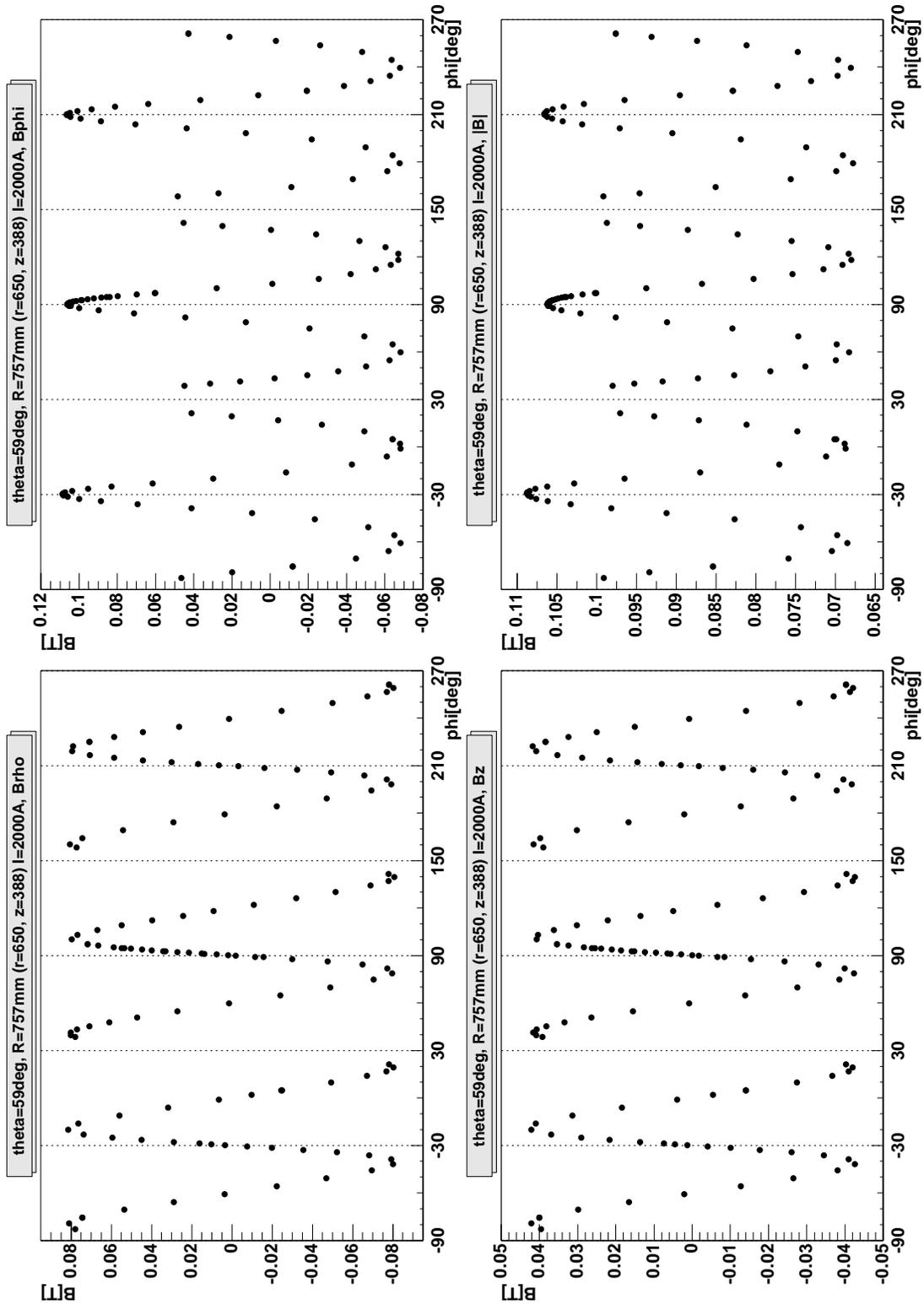
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



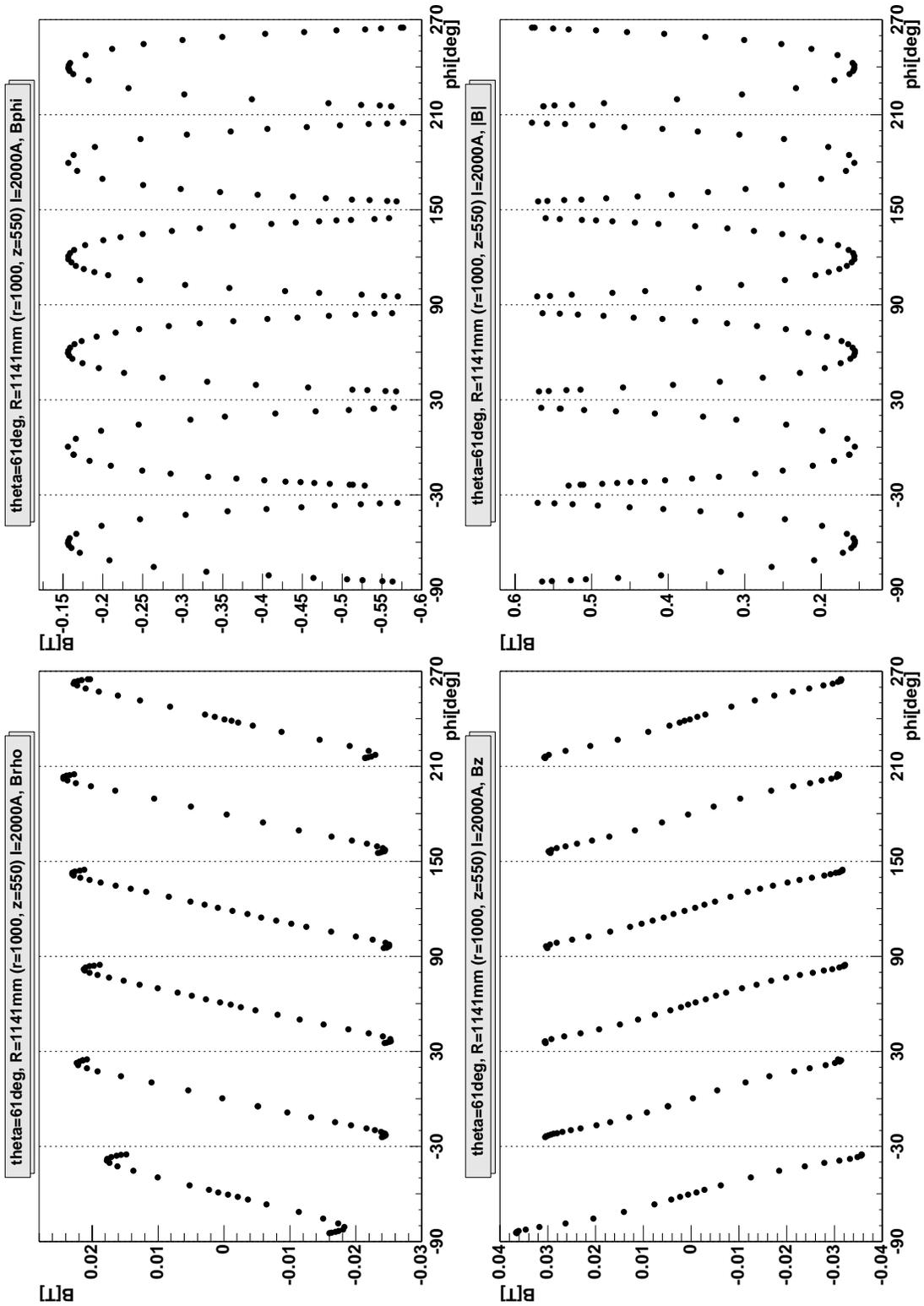
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



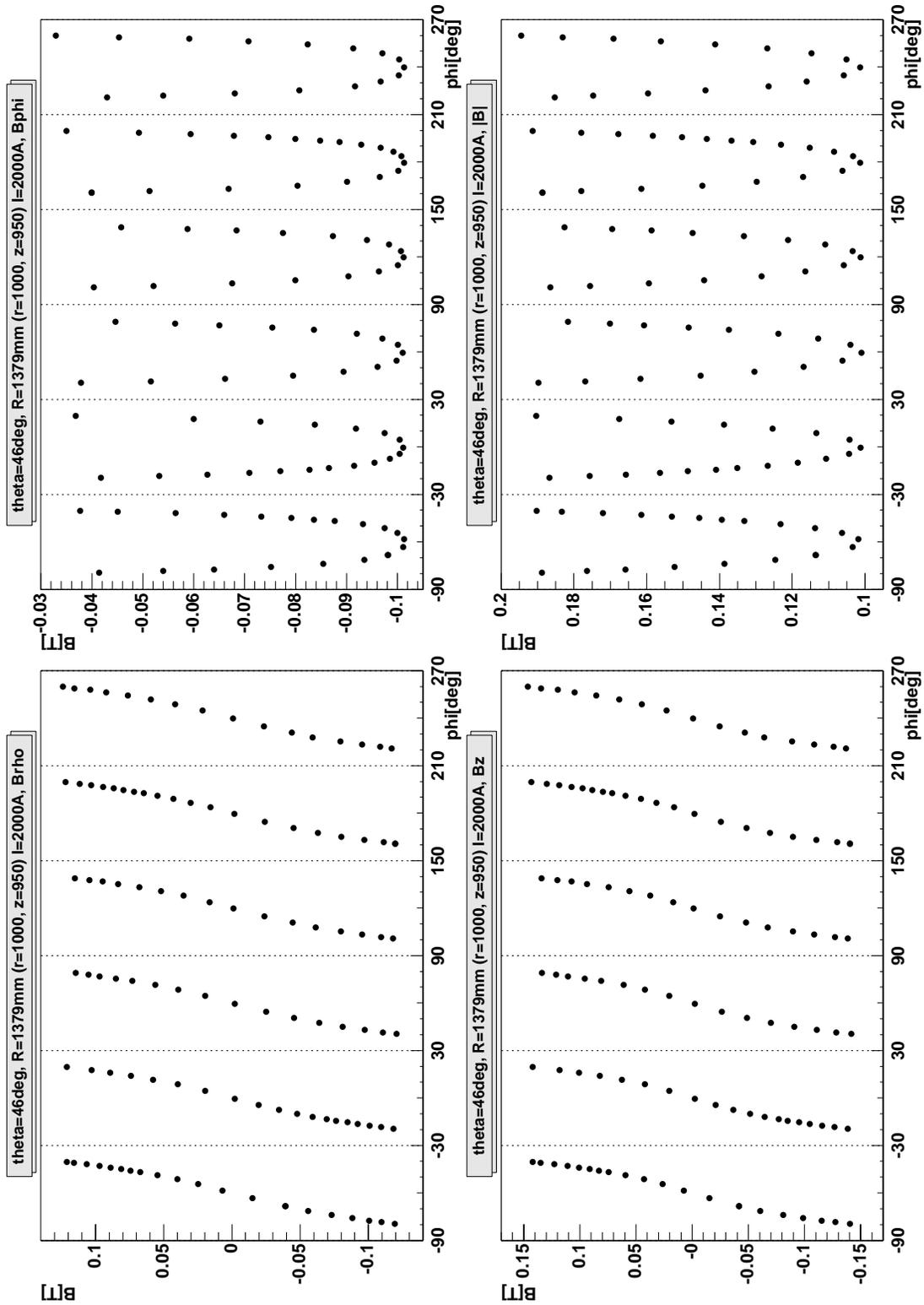
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



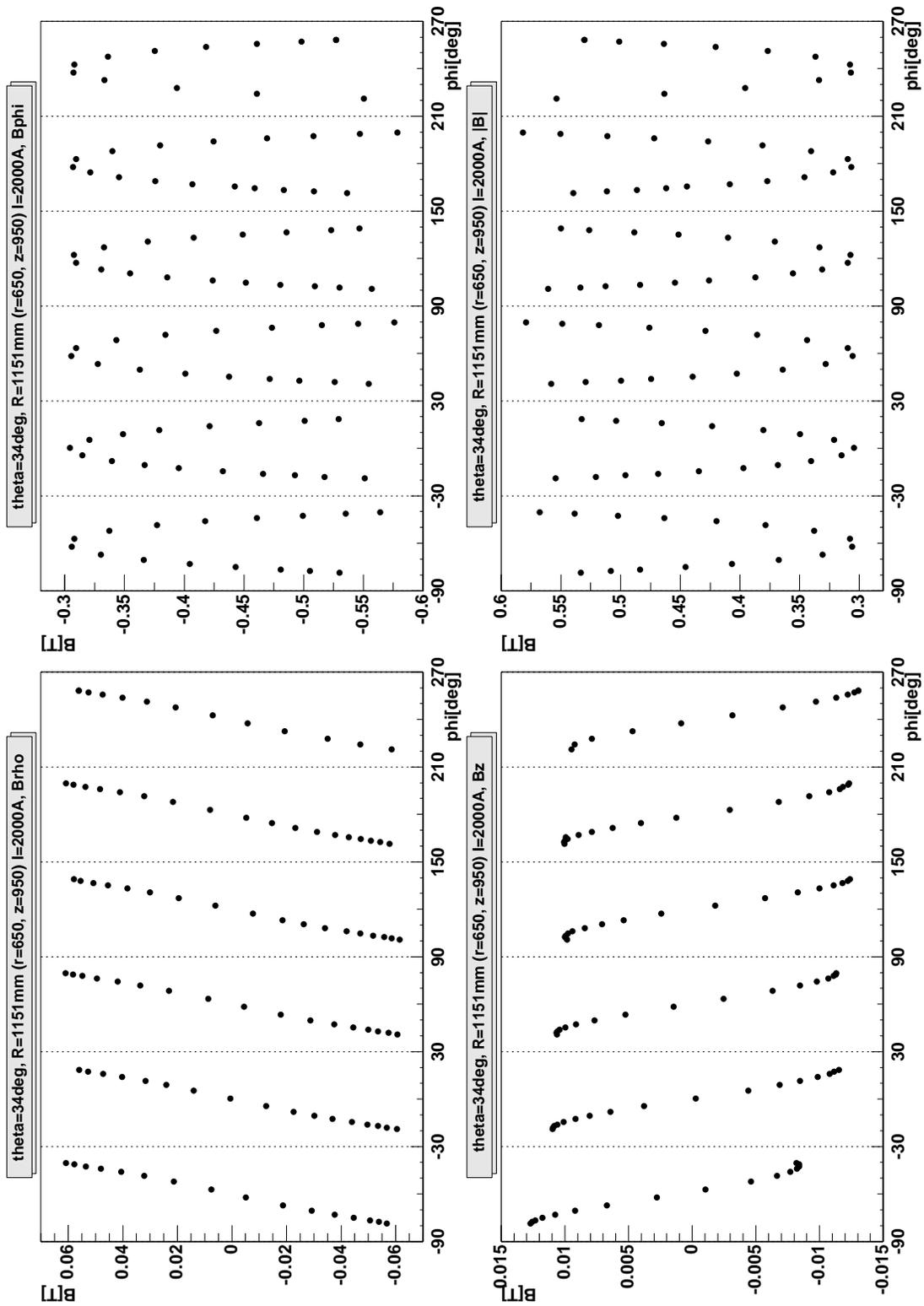
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



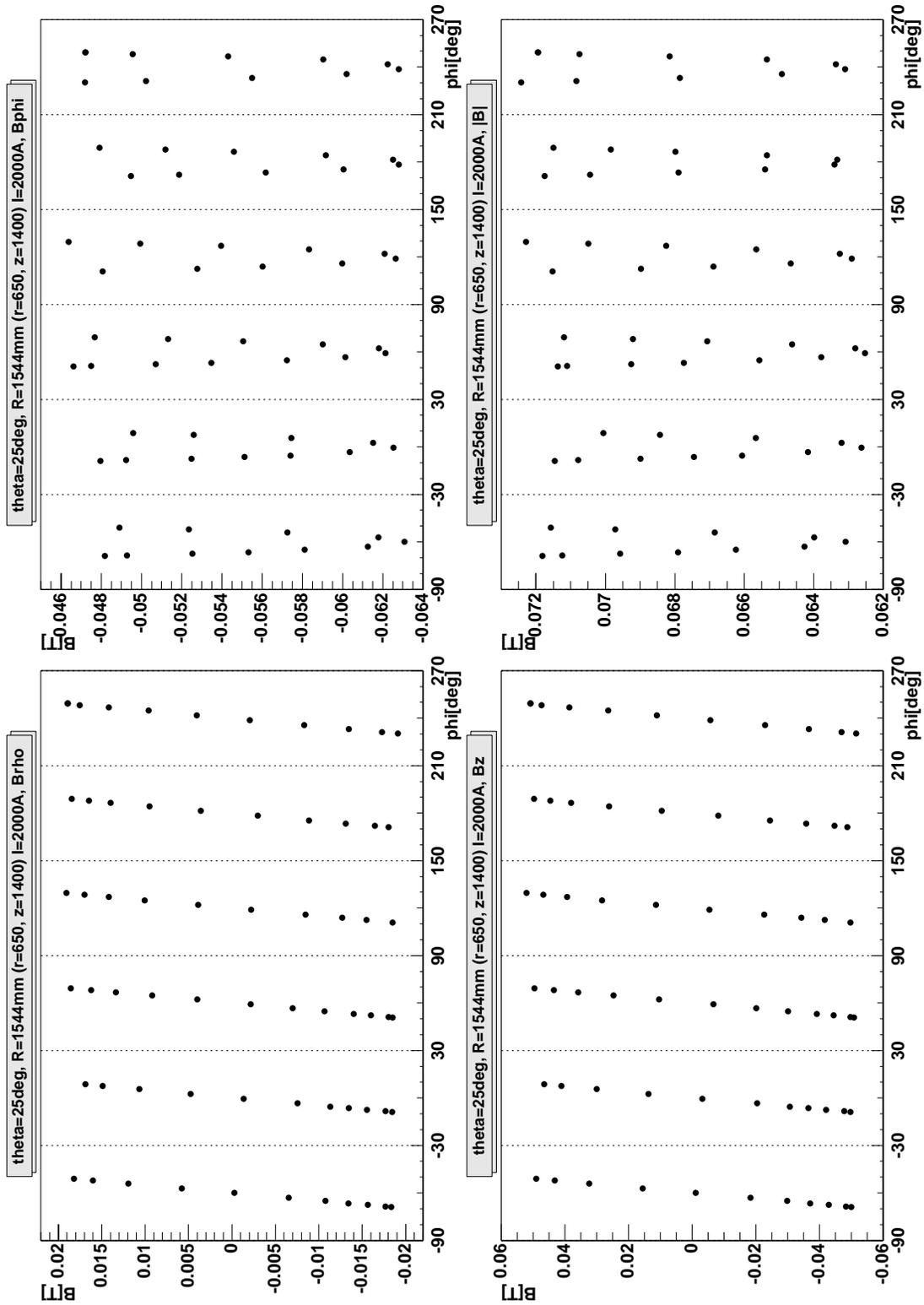
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

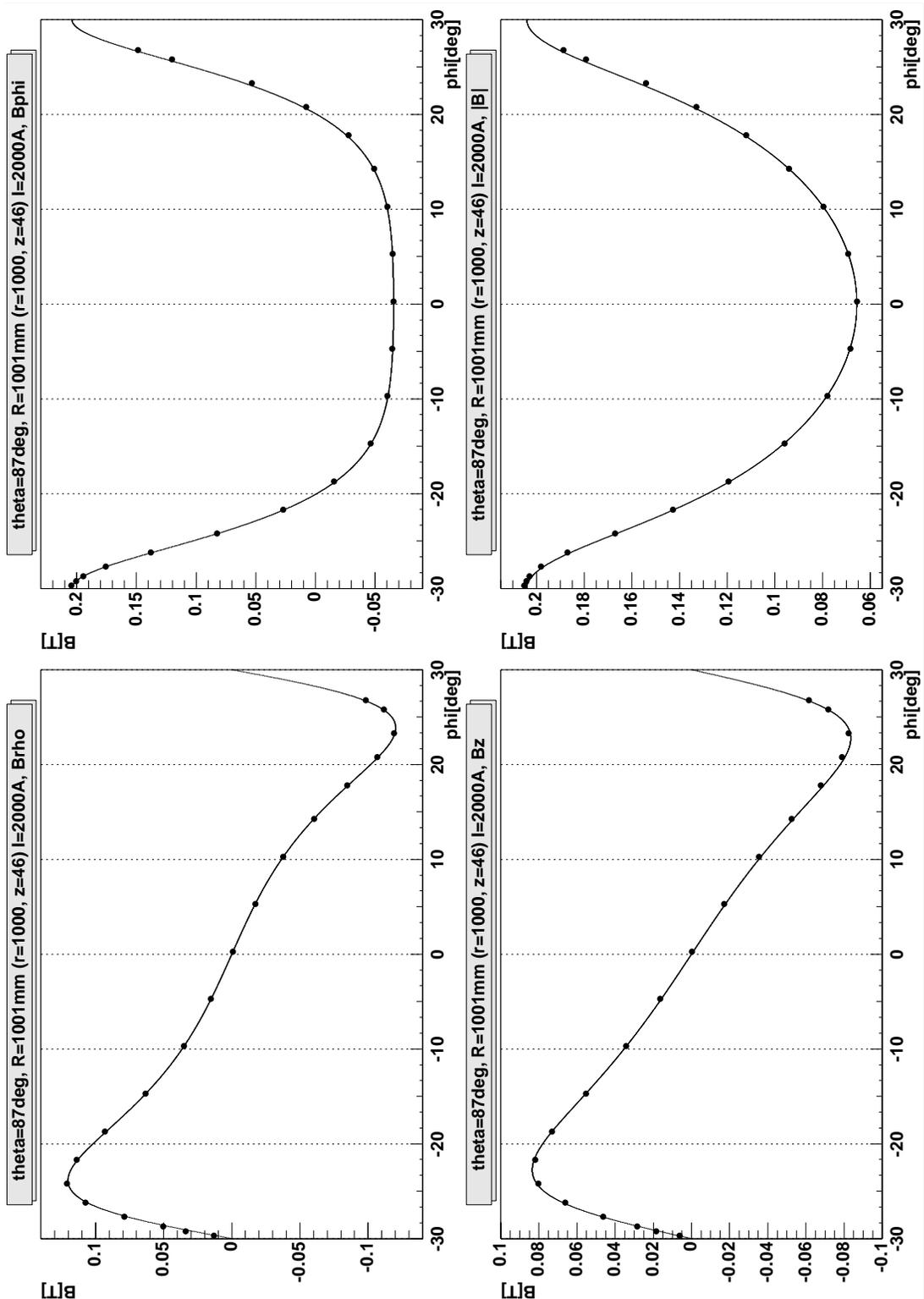


Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

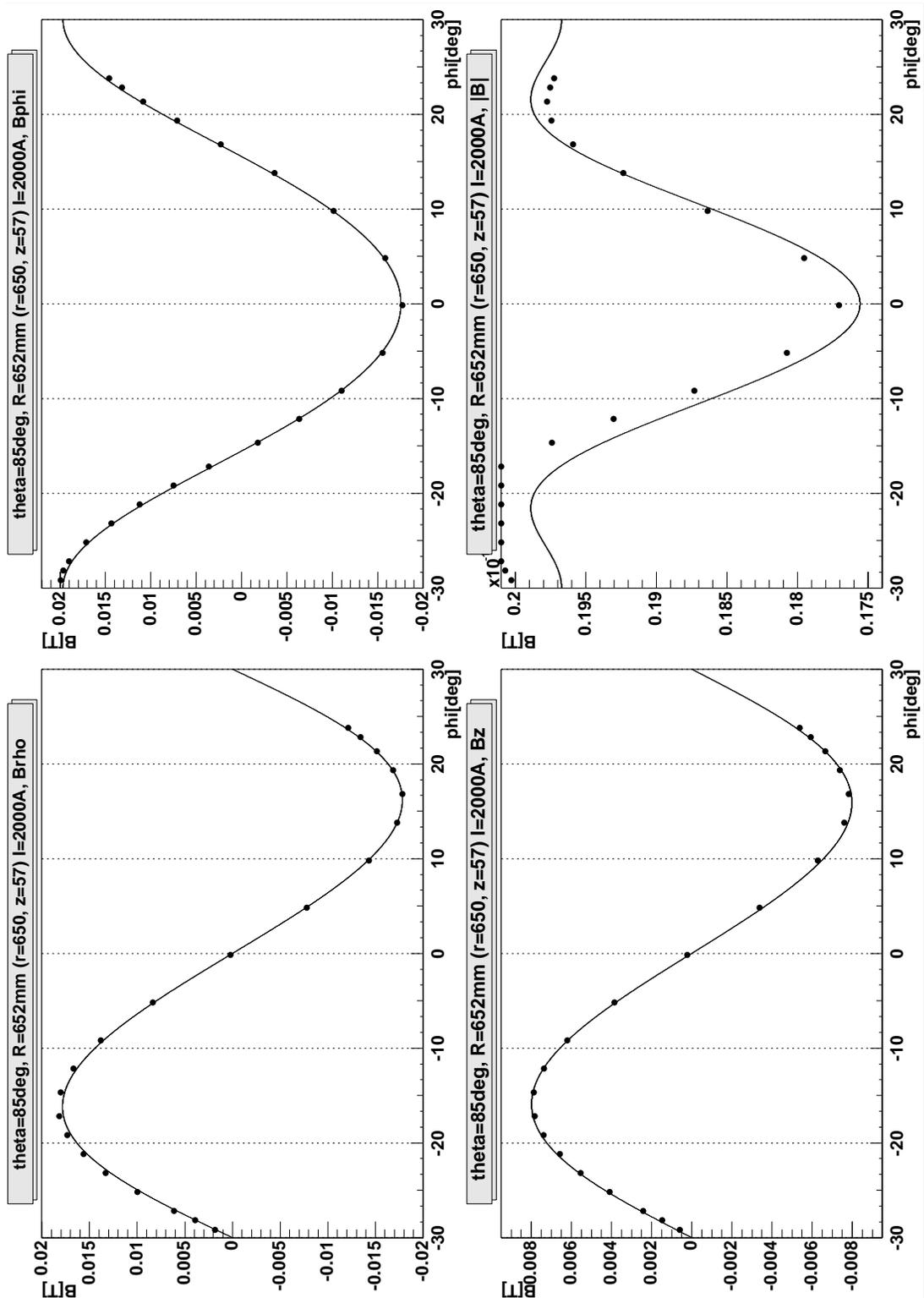


Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

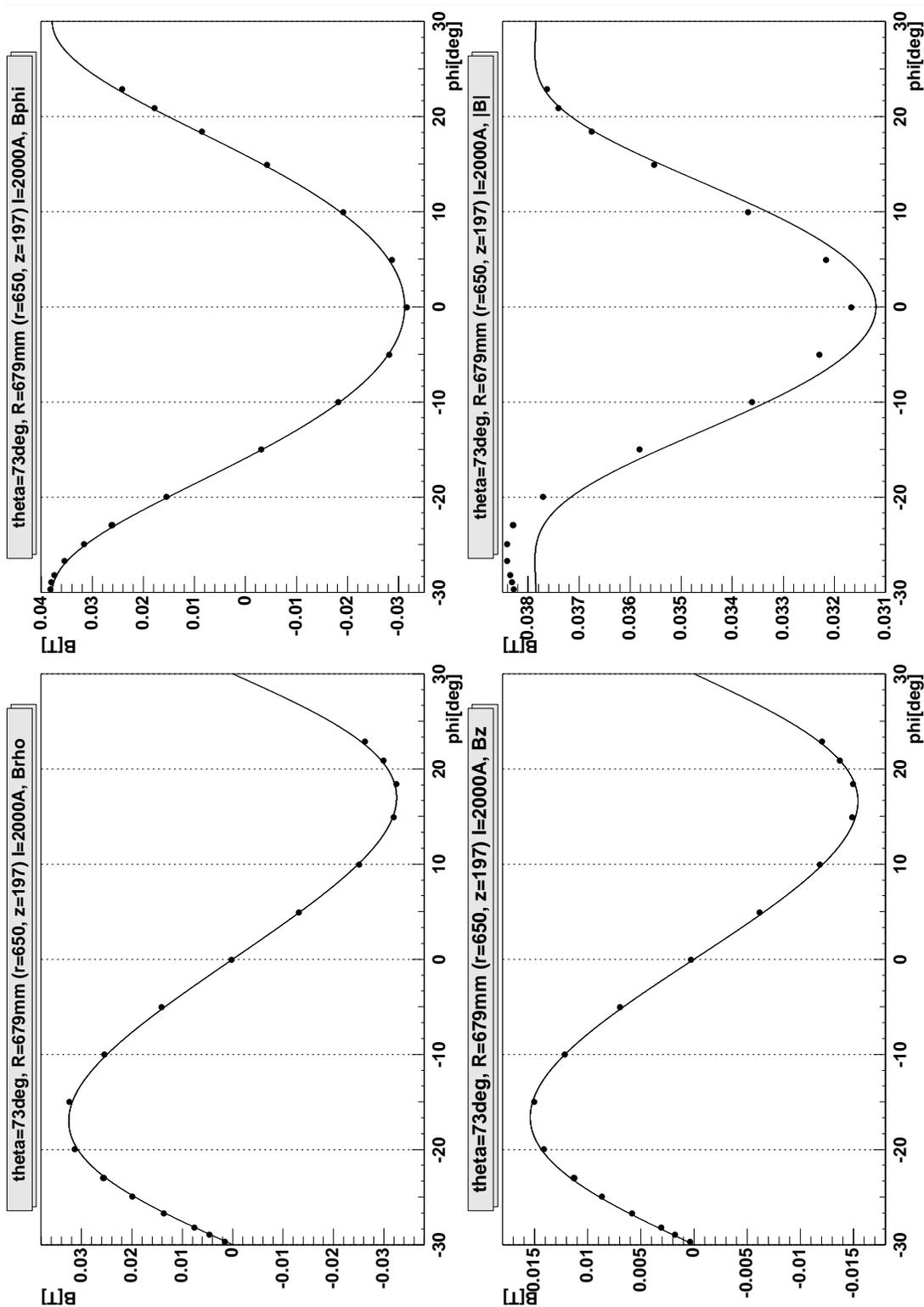
A.1.3 Meßreihen (r, z konstant, nur ein Sektor)



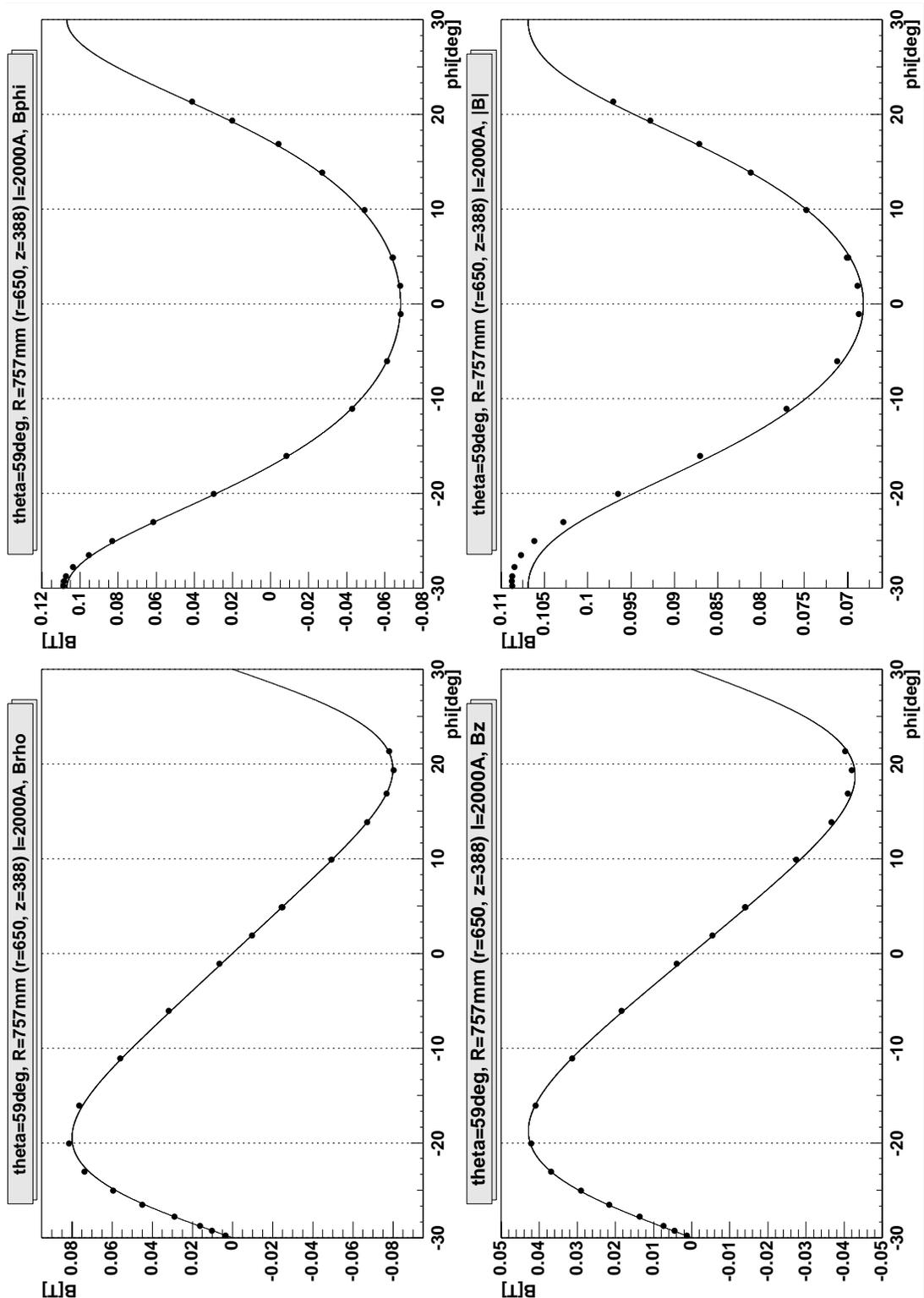
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



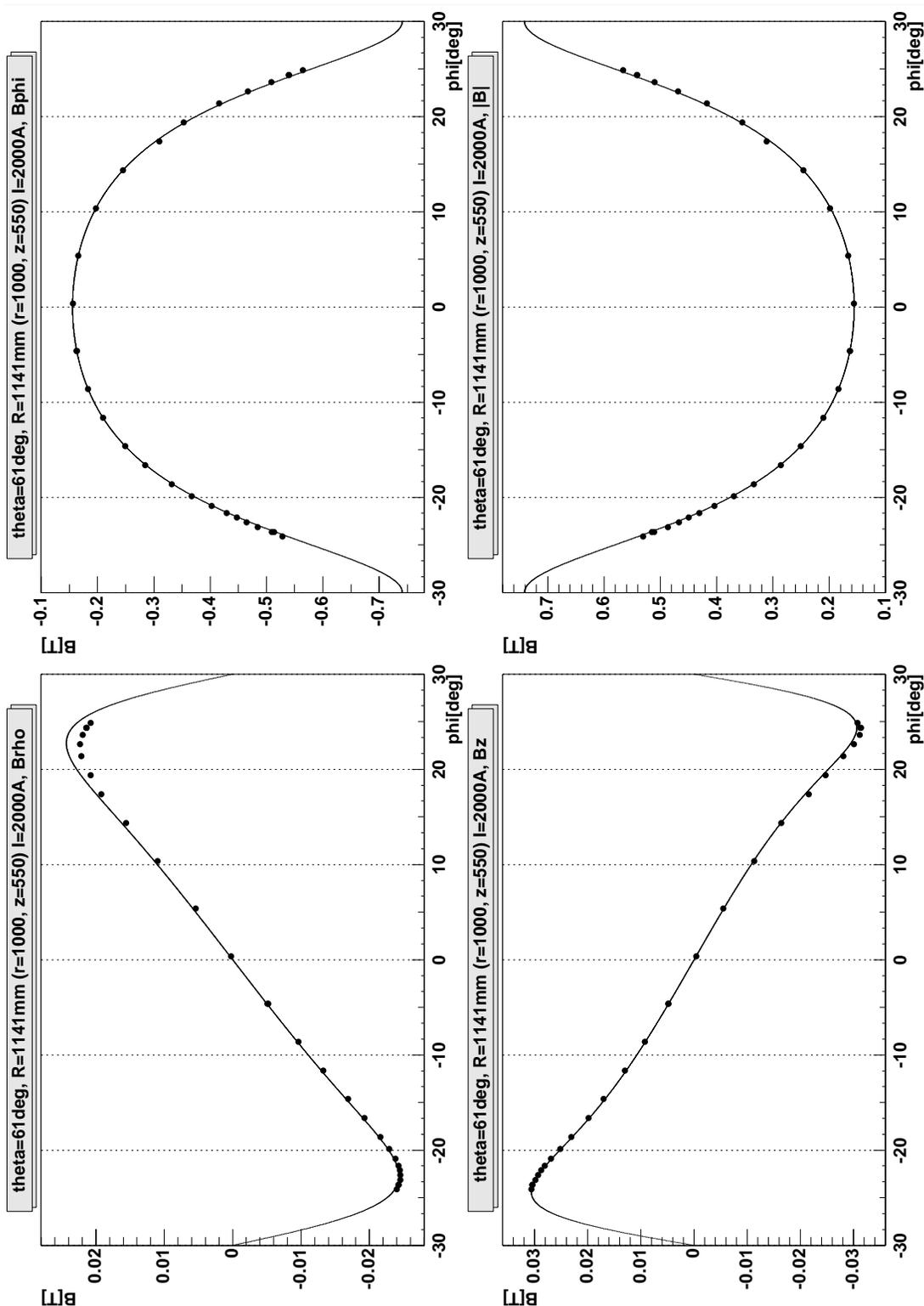
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



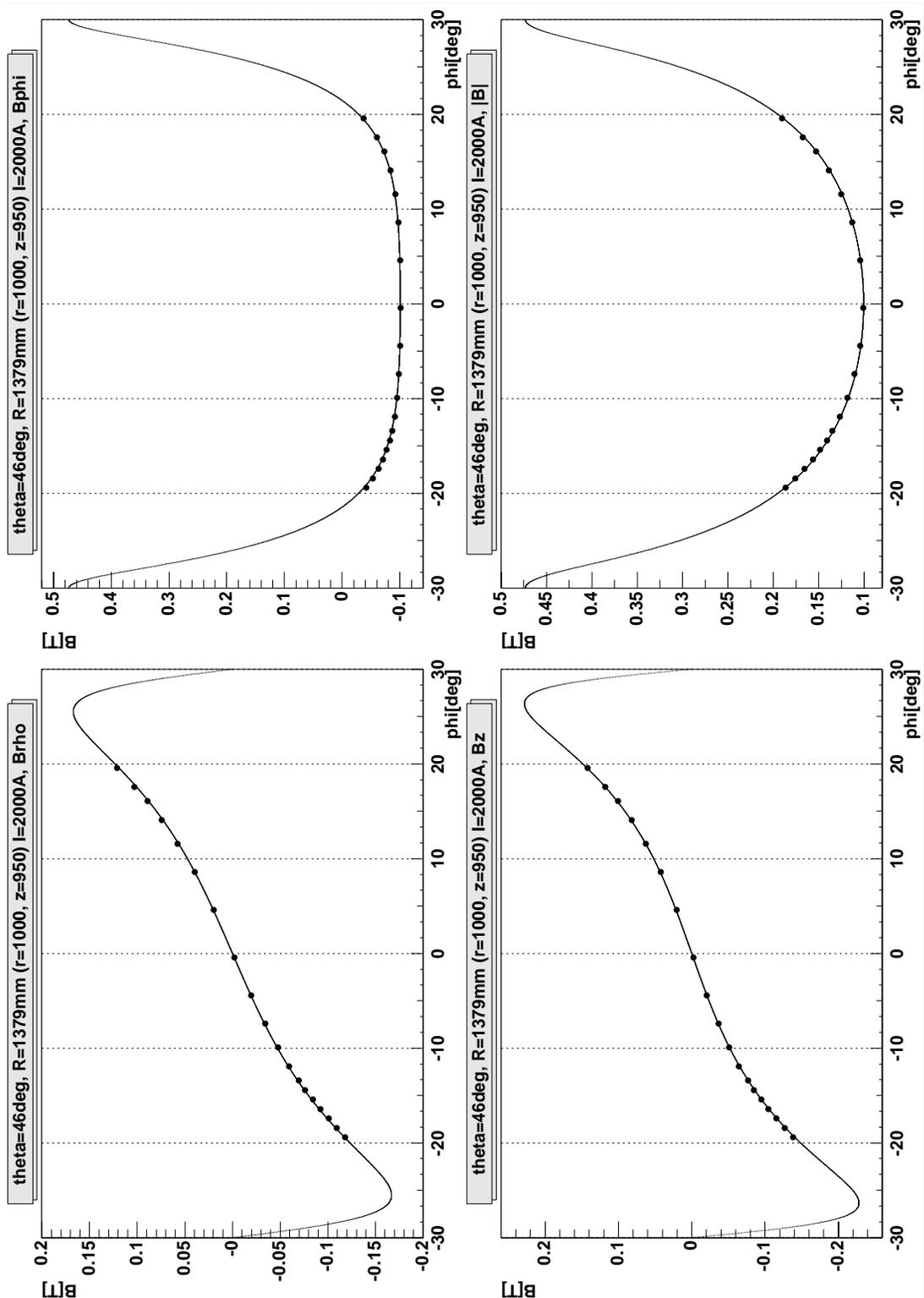
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



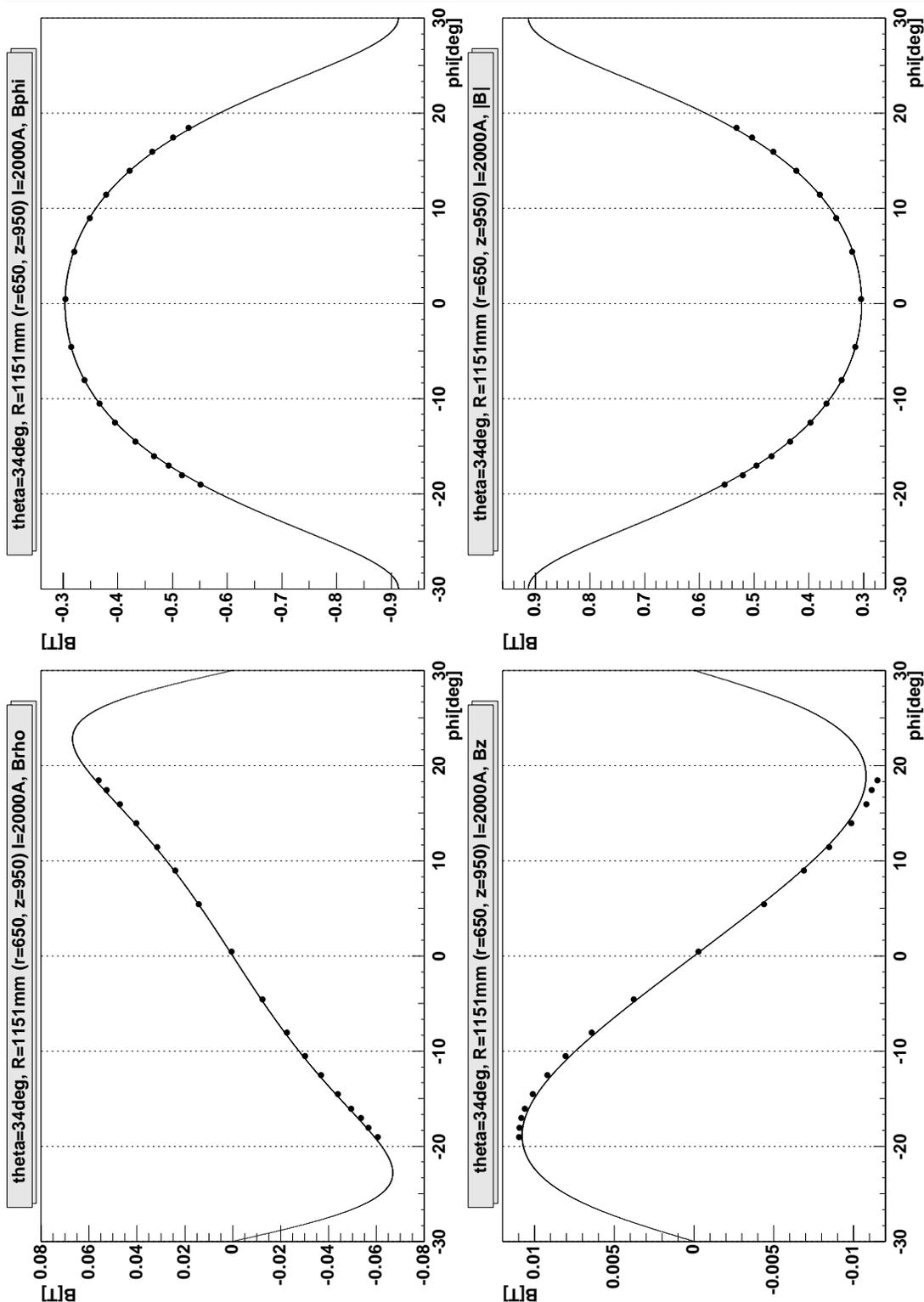
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



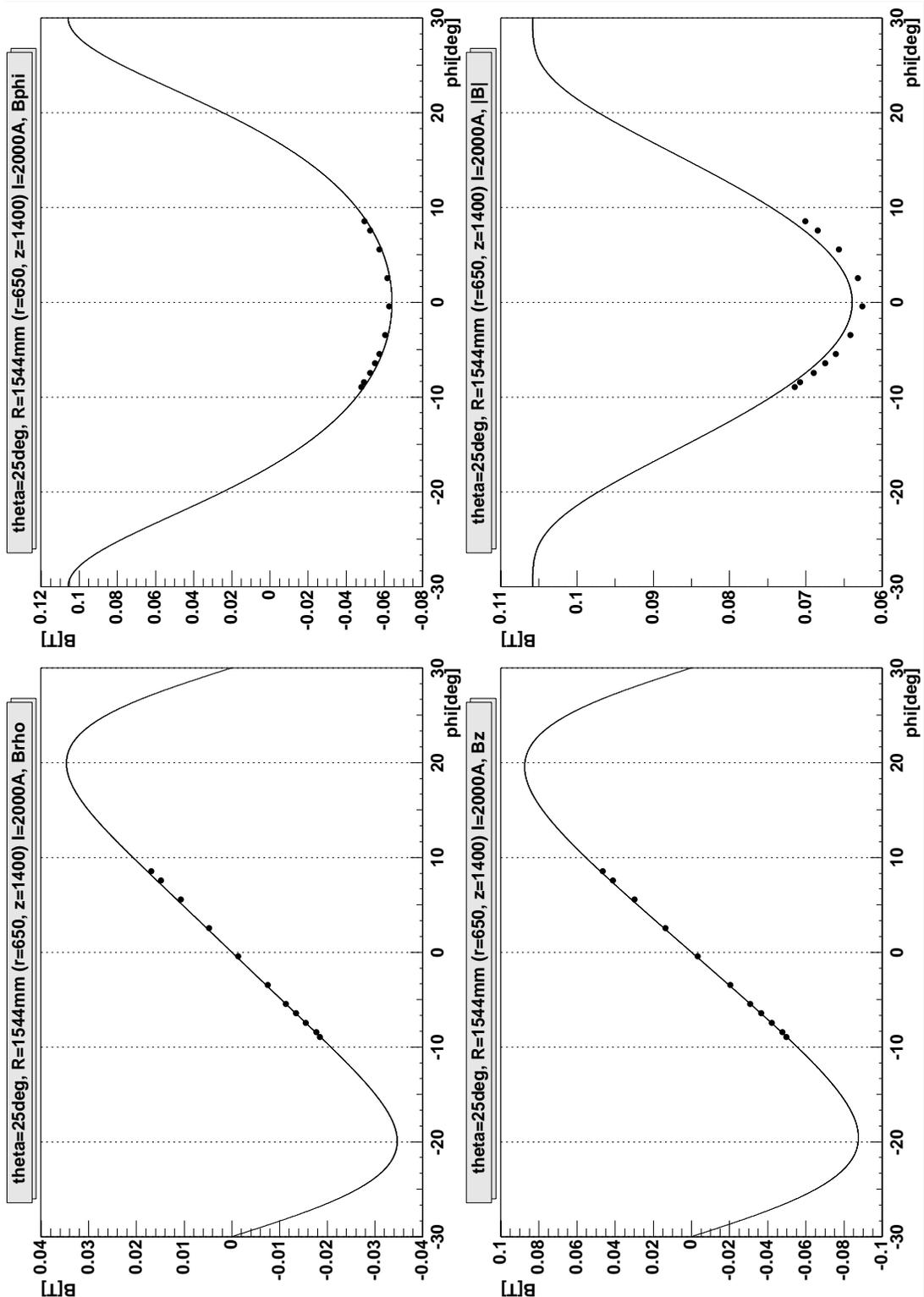
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

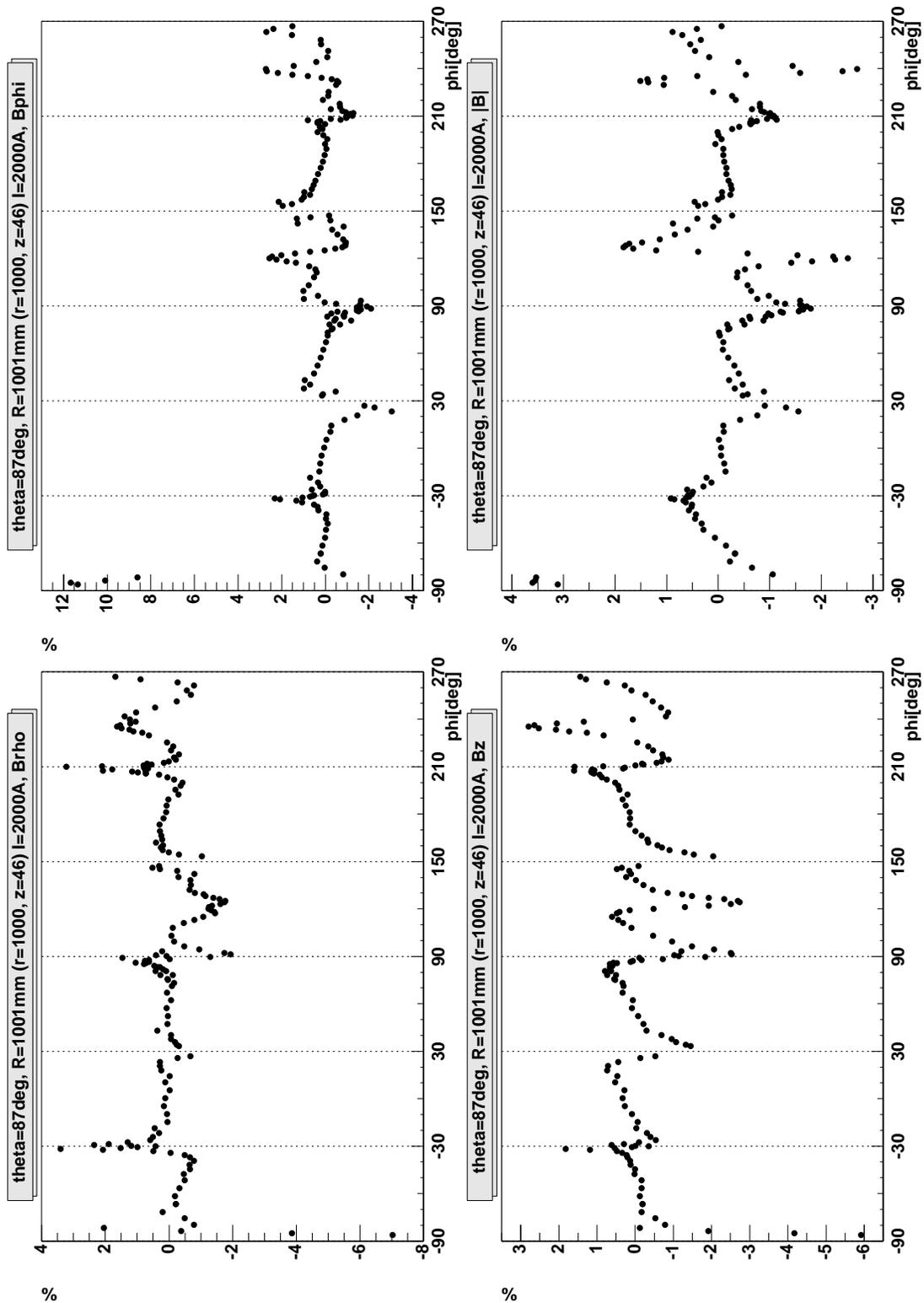


Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

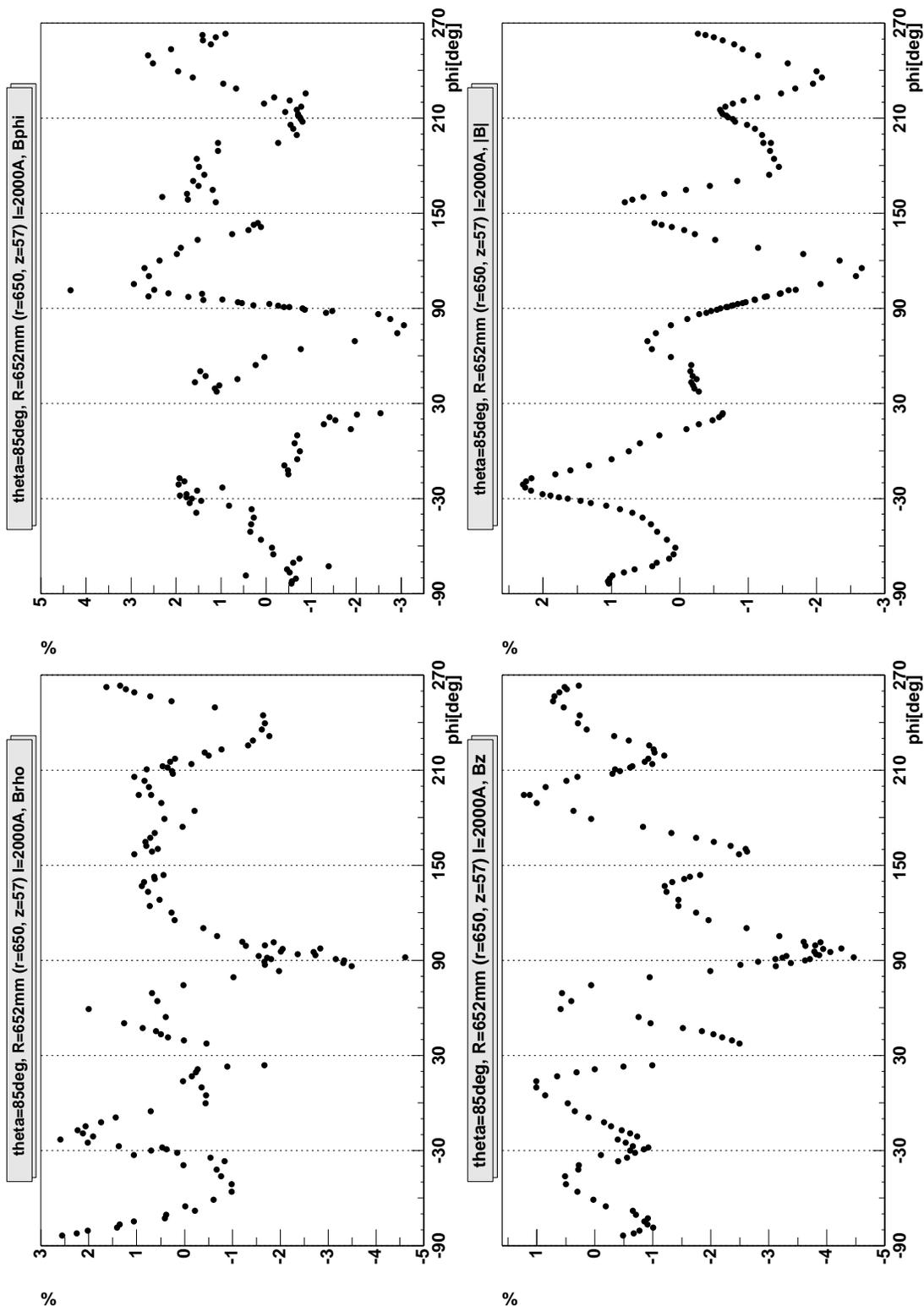


Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

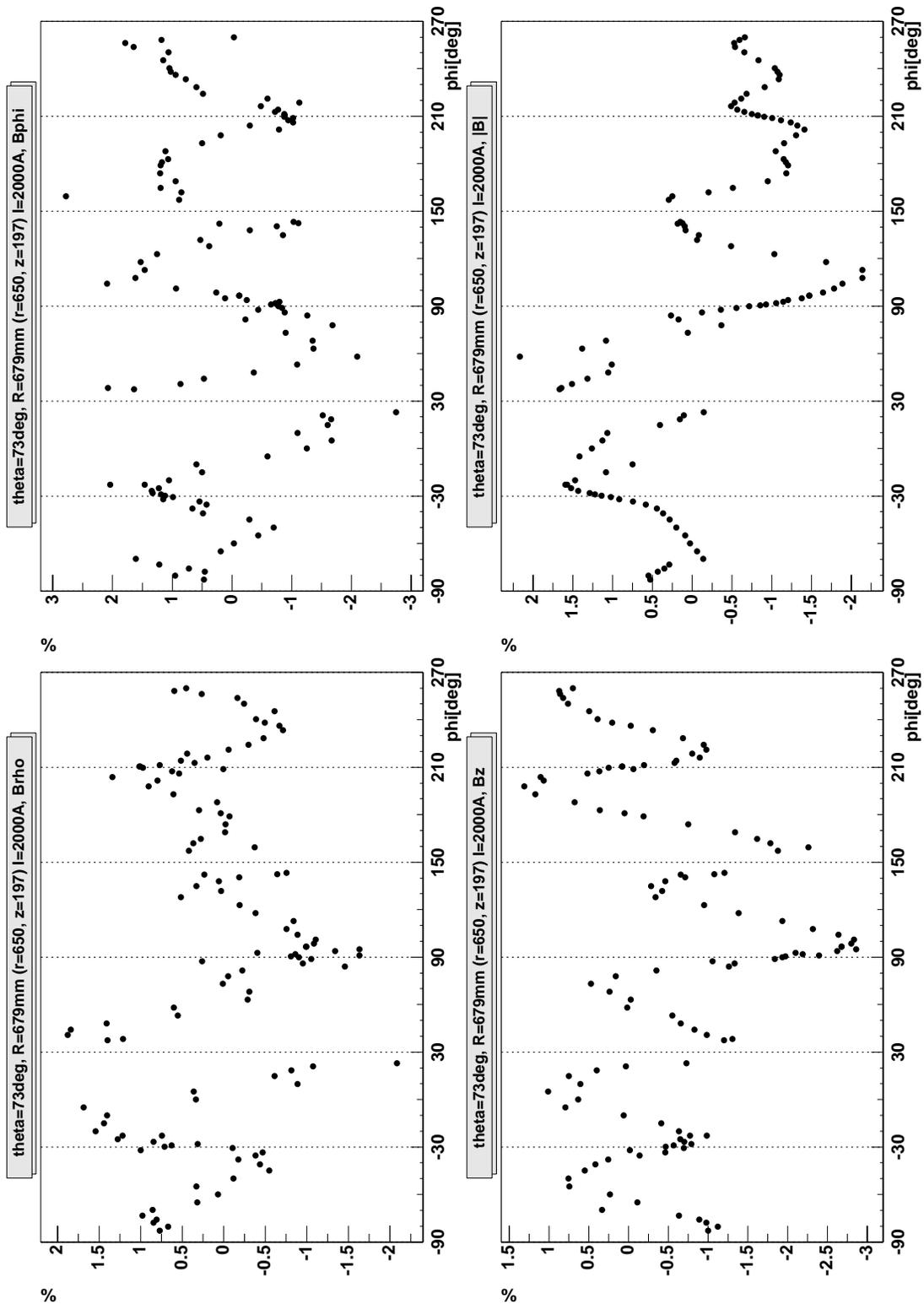
A.1.4 Relative Abweichungen für die kompletten Meßreihen (r, z konstant)



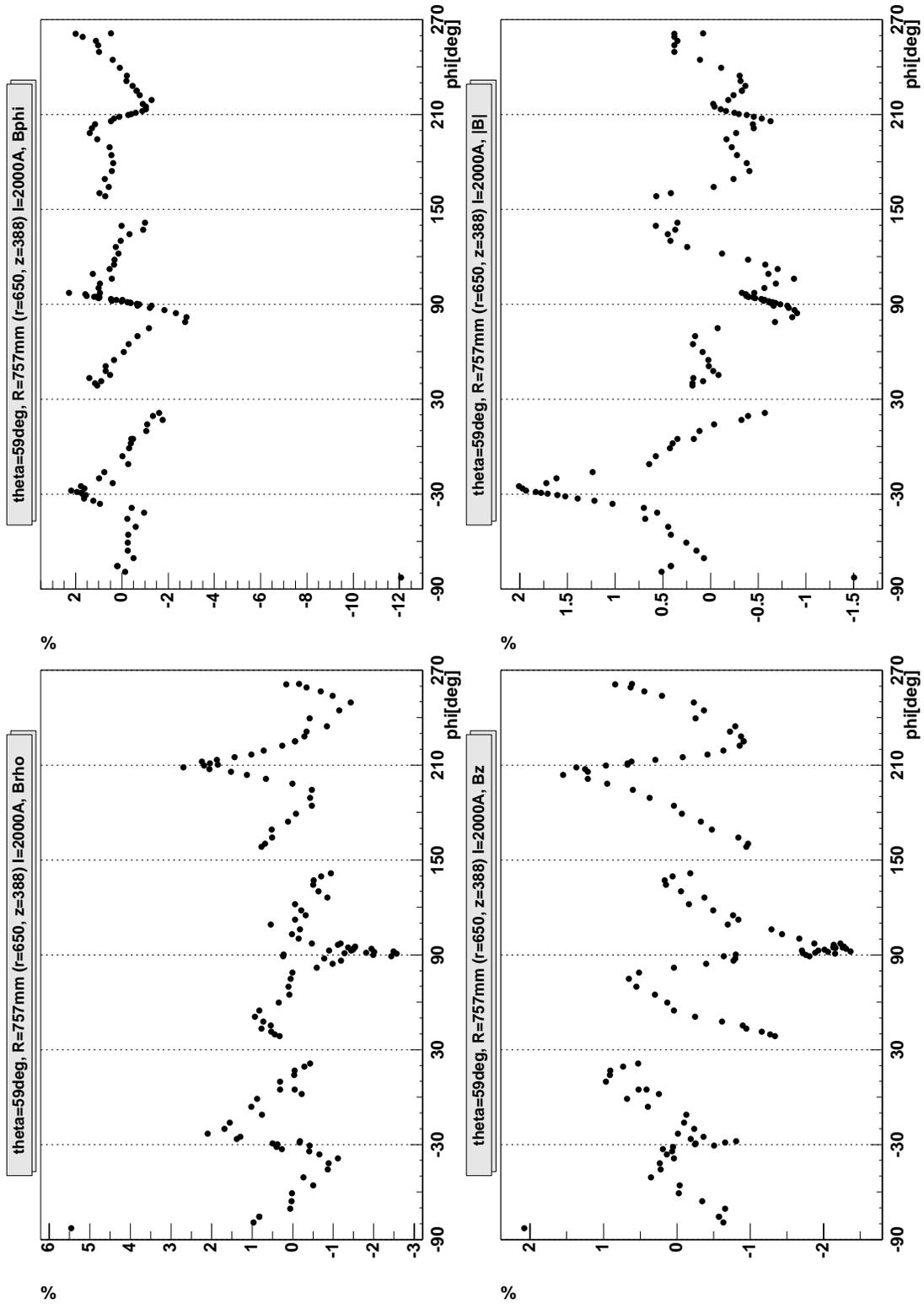
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



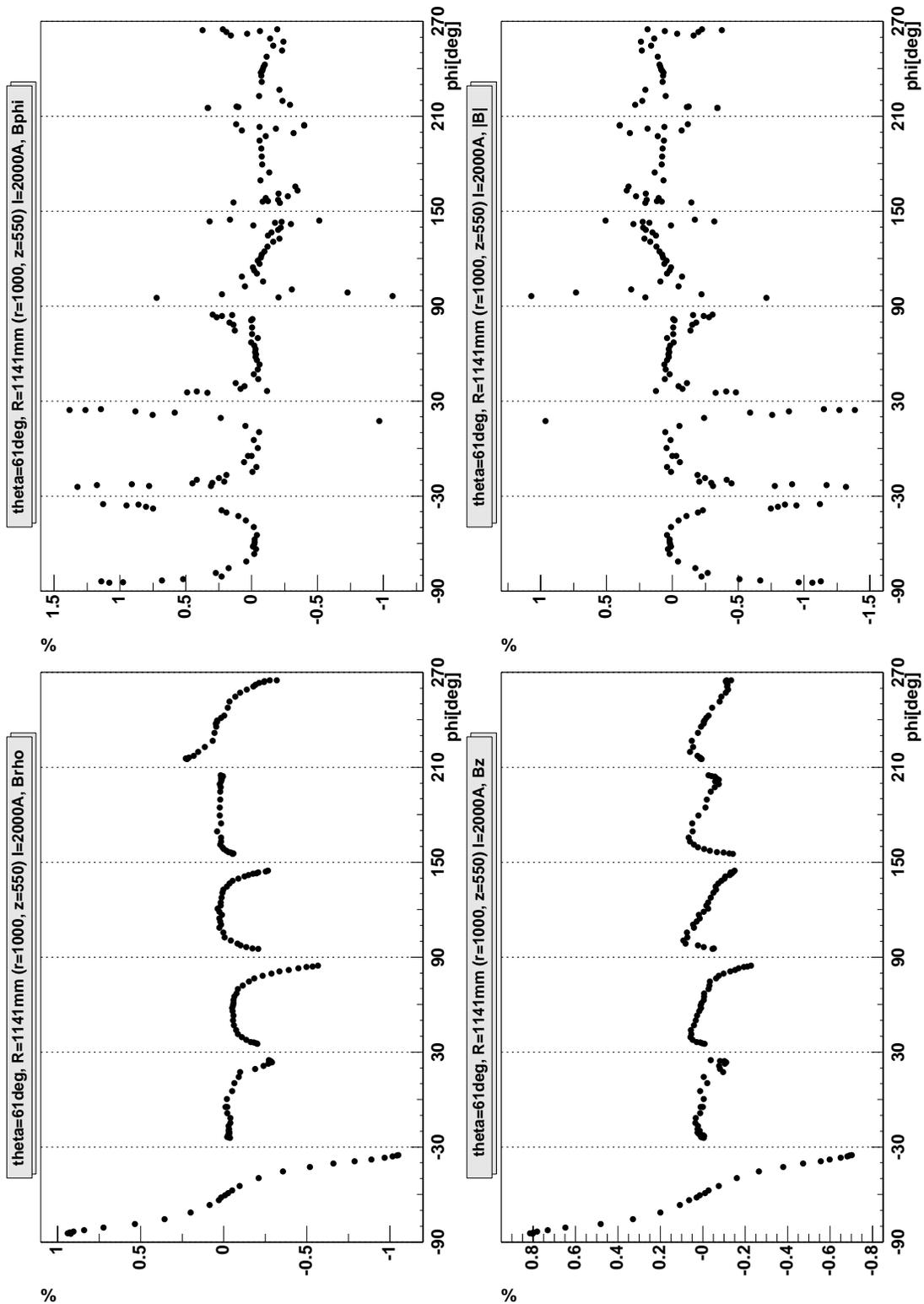
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



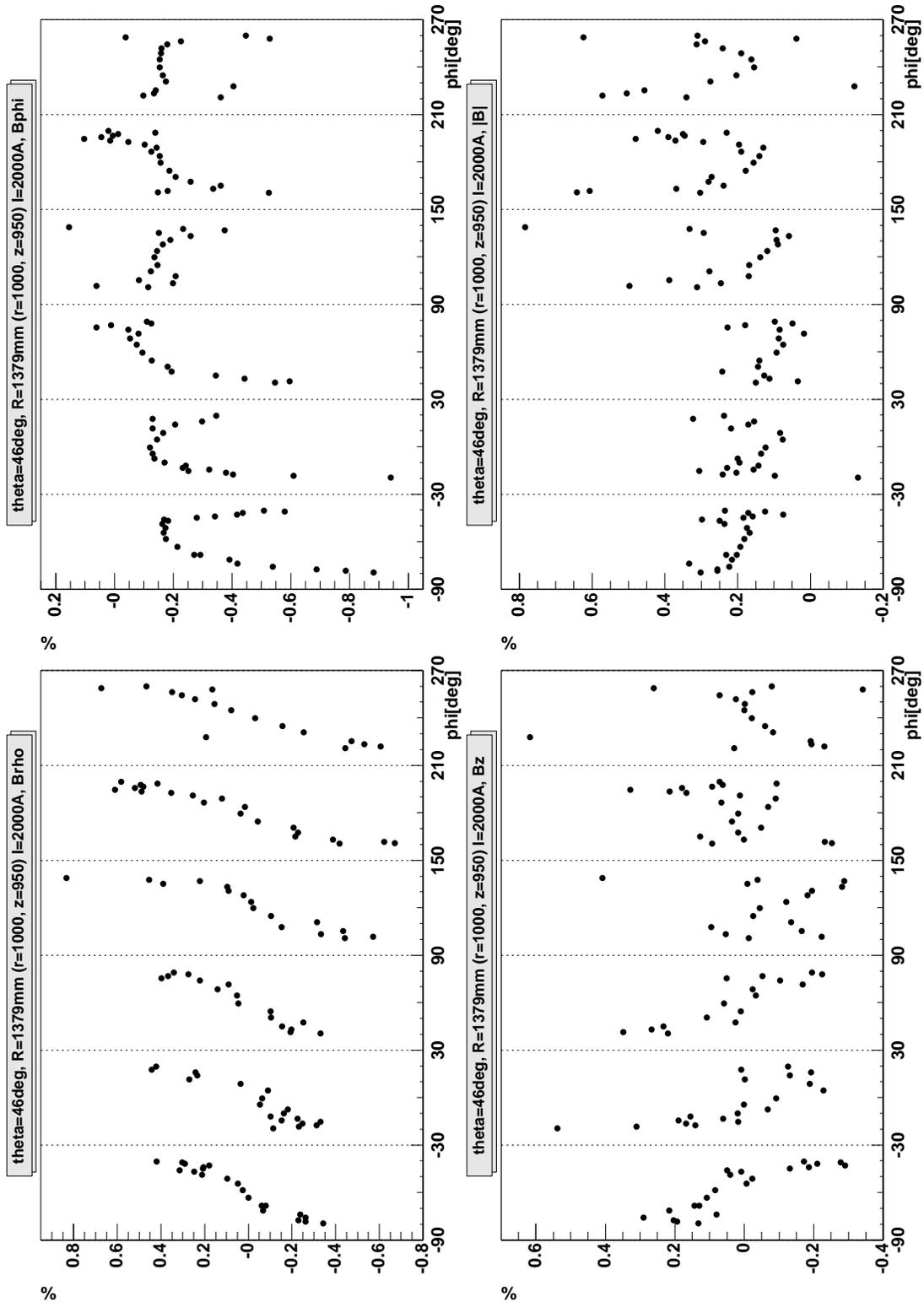
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



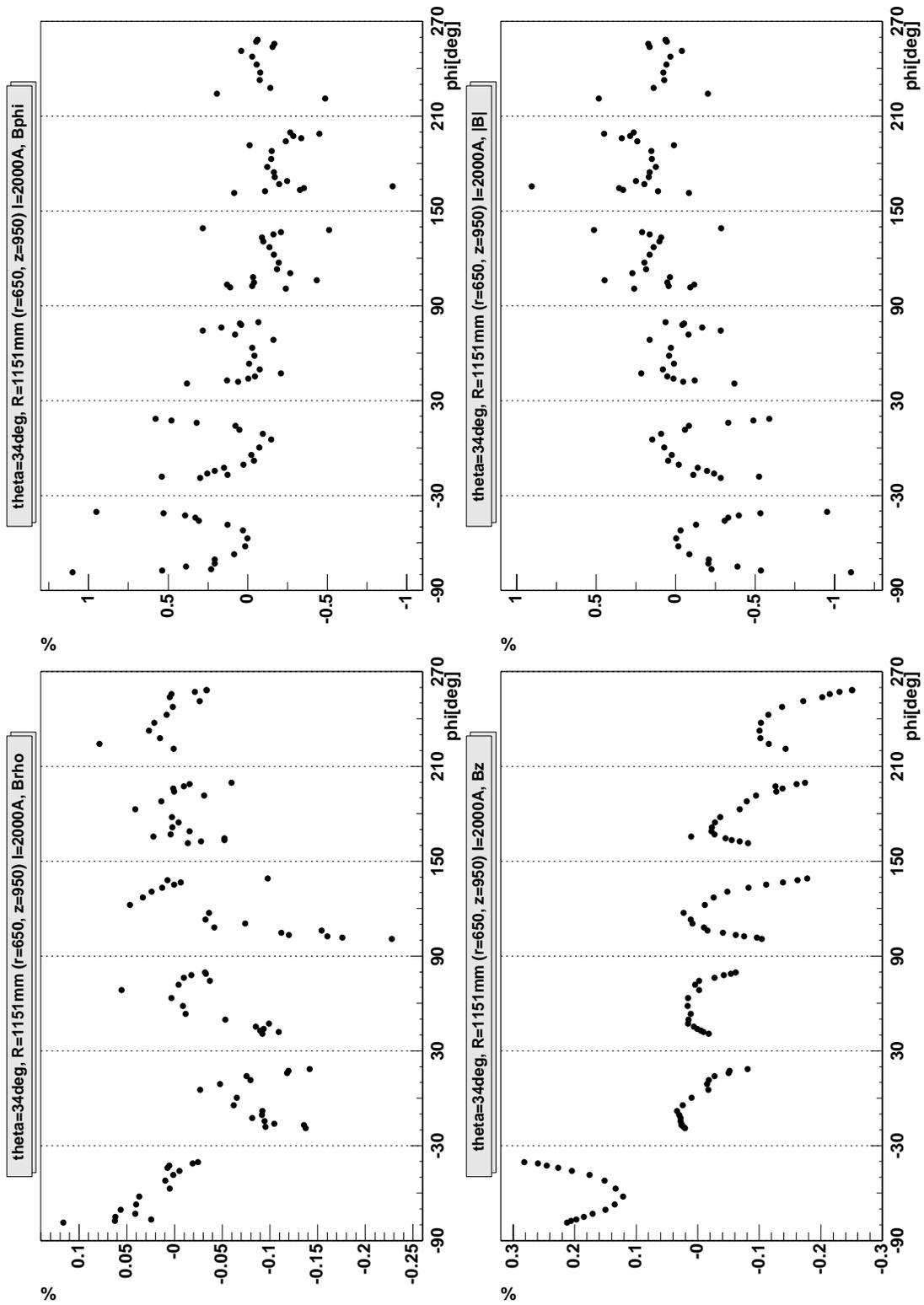
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



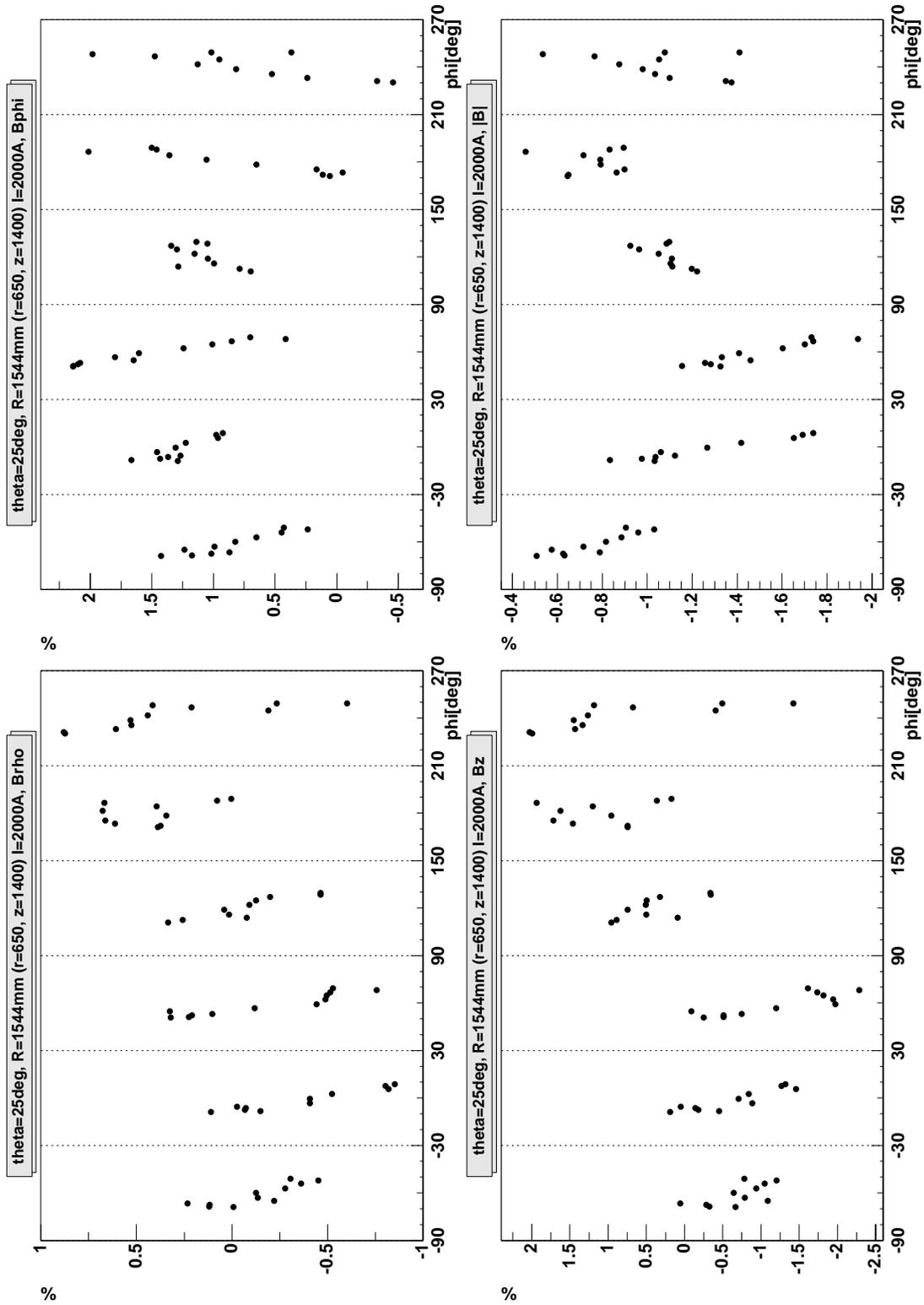
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



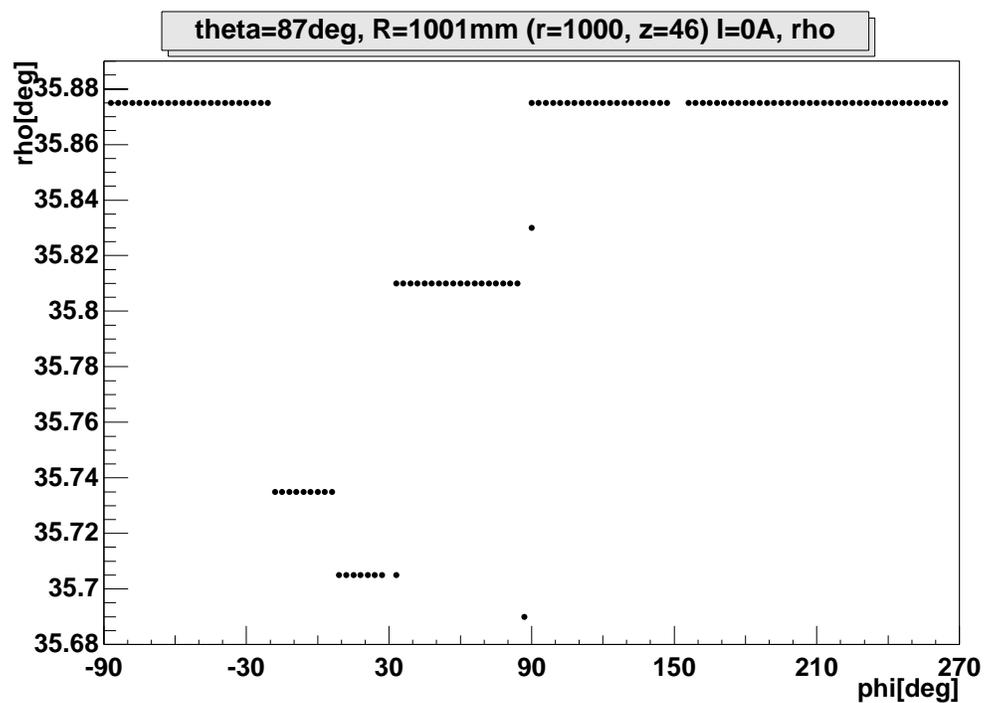
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



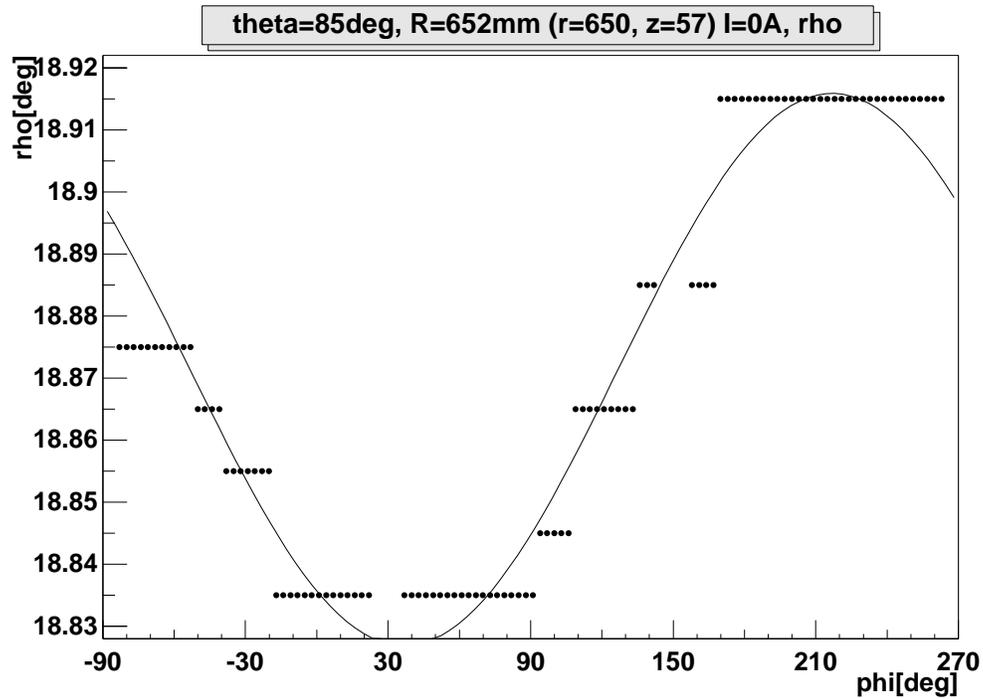
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

A.2 Messungen mit Mainframe

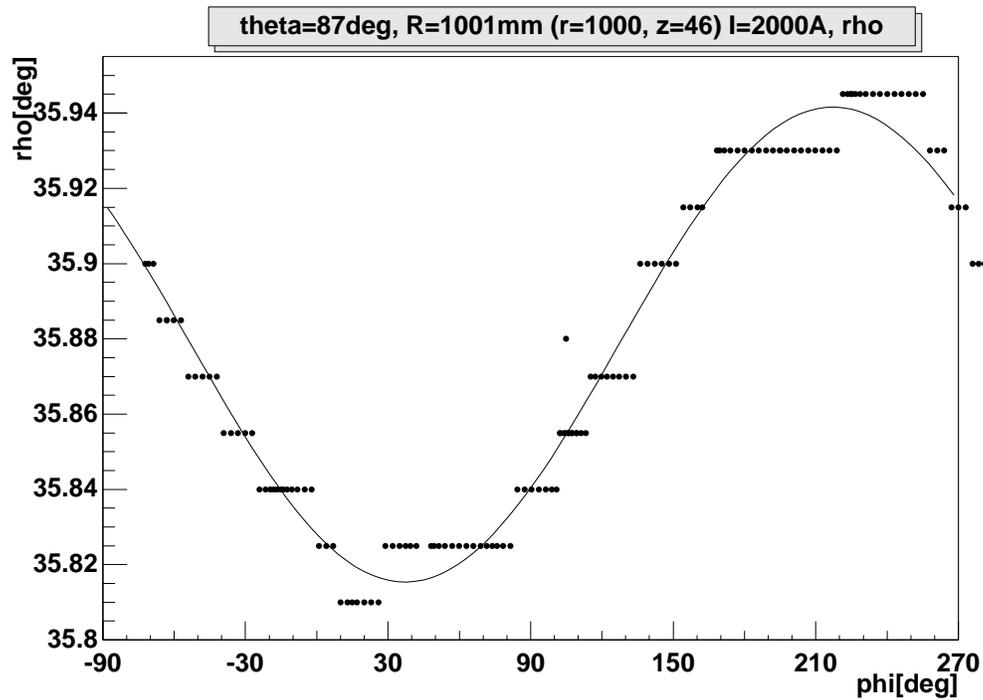
A.2.1 Messungen zur Überprüfung der Kreisgeometrie ($\rho(\phi)$)



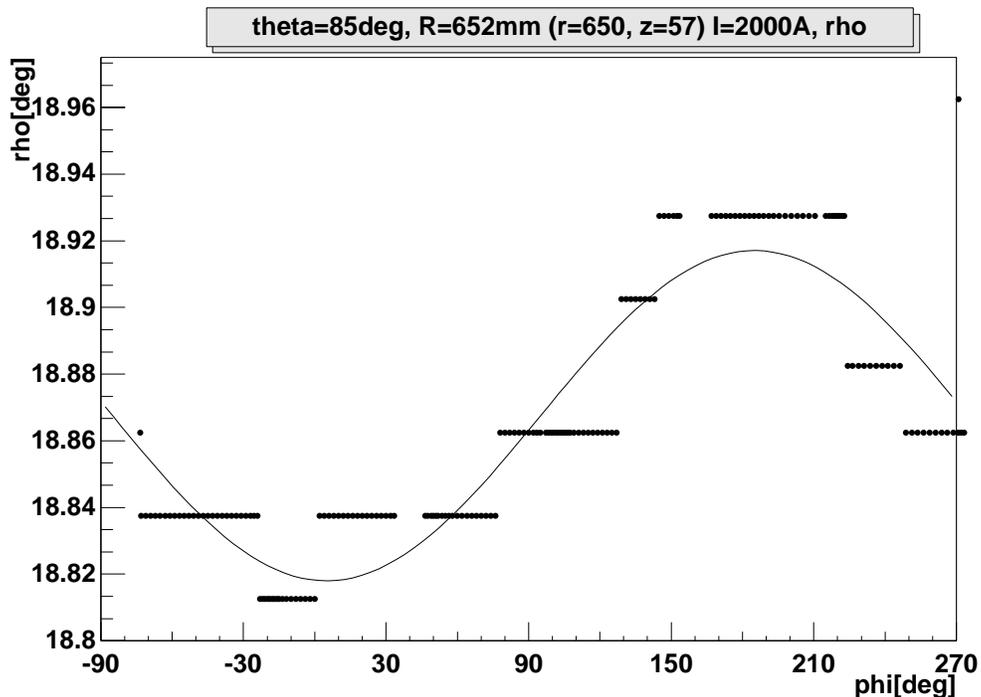
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



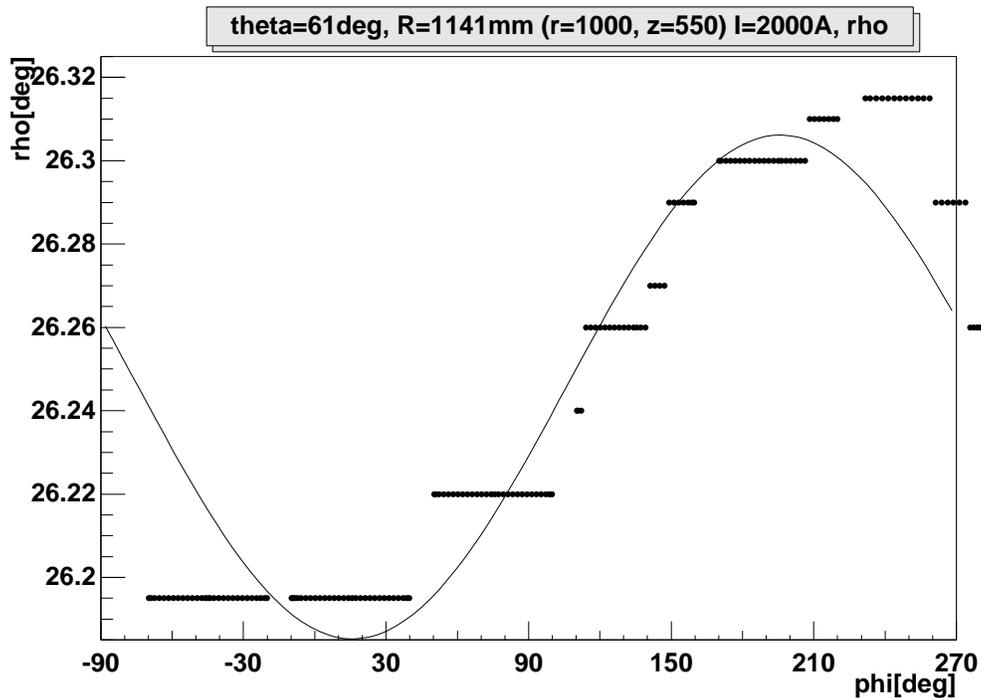
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



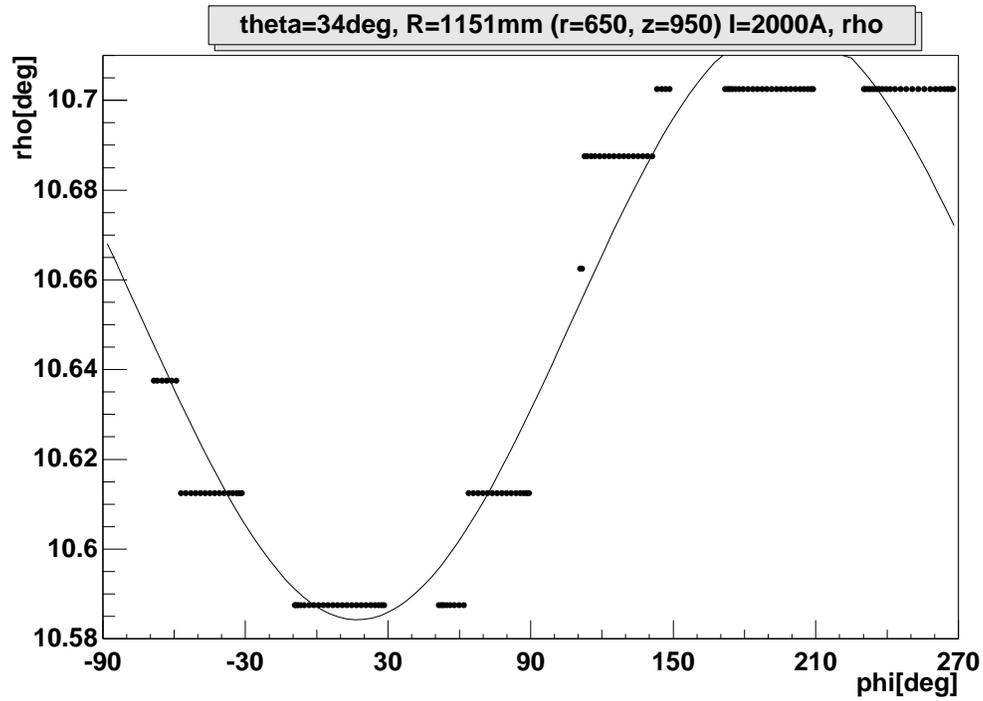
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



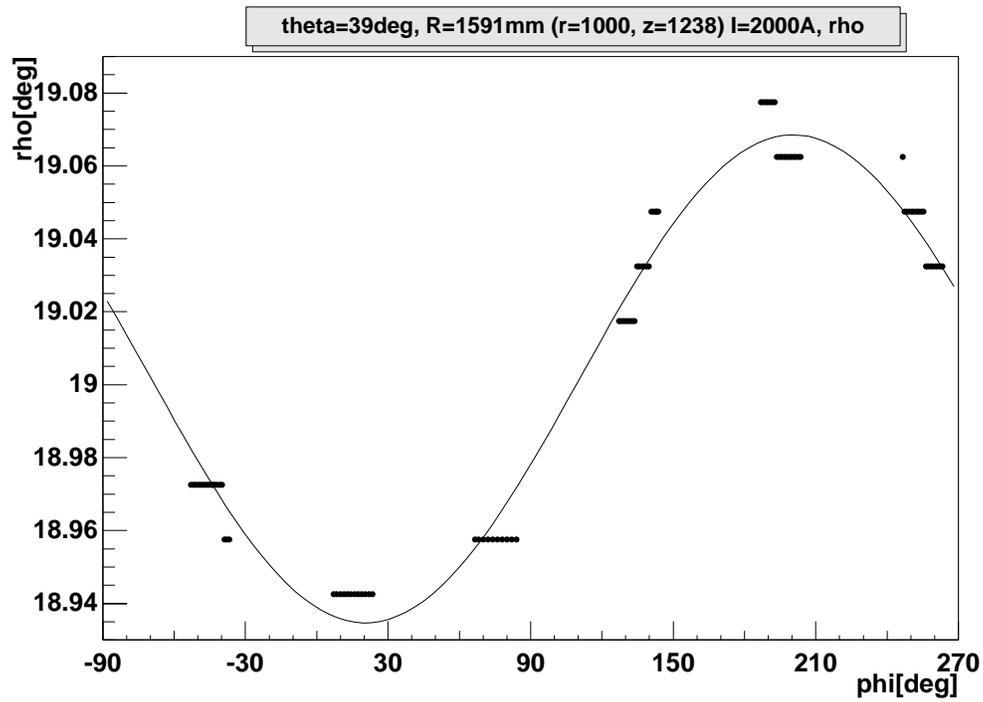
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



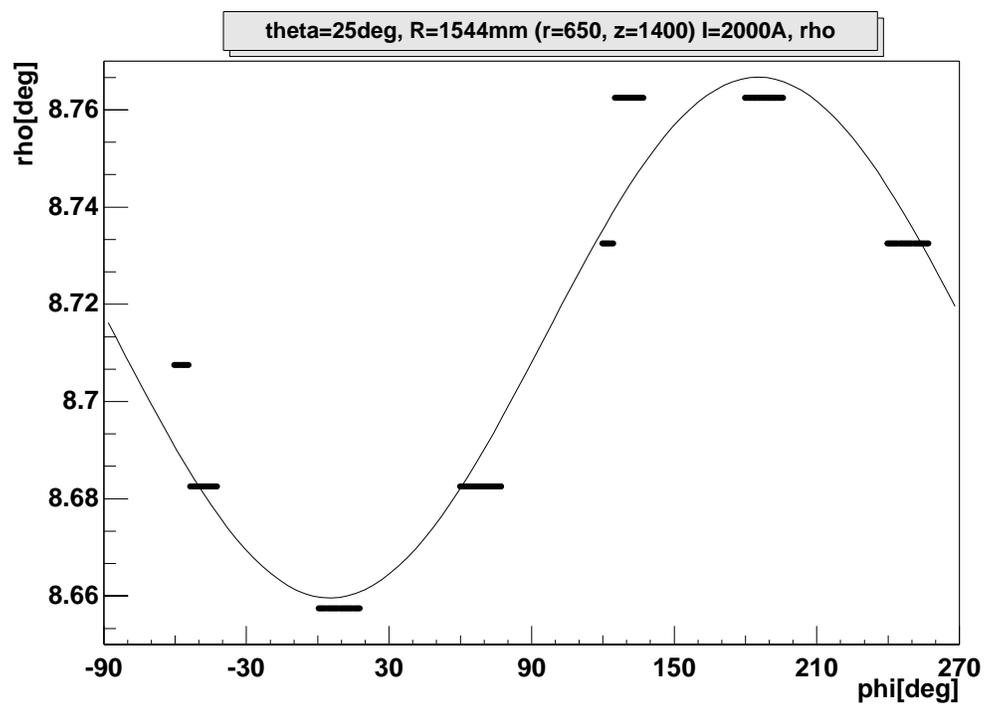
Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

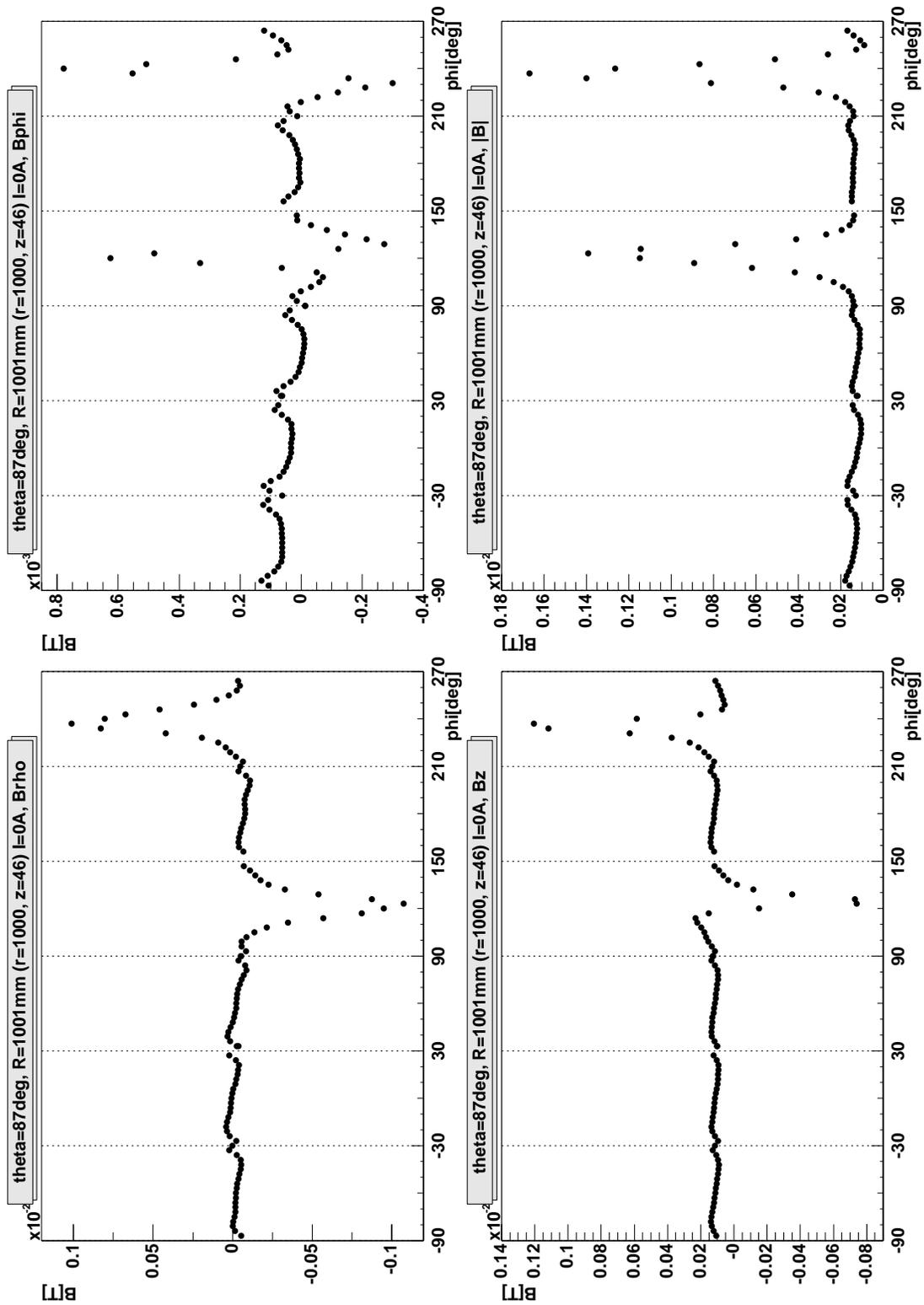


Azimutwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

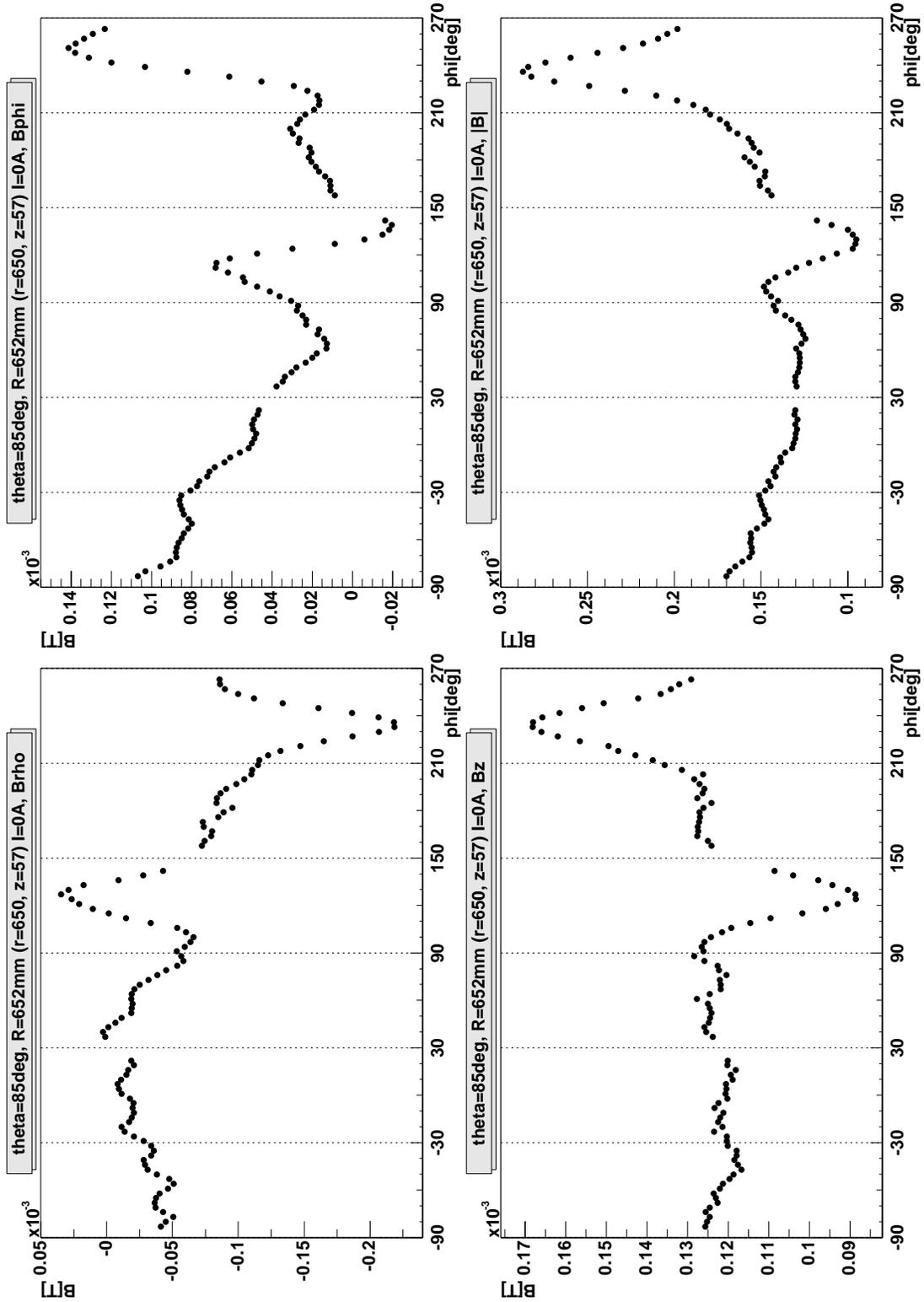


Azimetwinkelabhängigkeit des Polarwinkels einer Feldmessung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

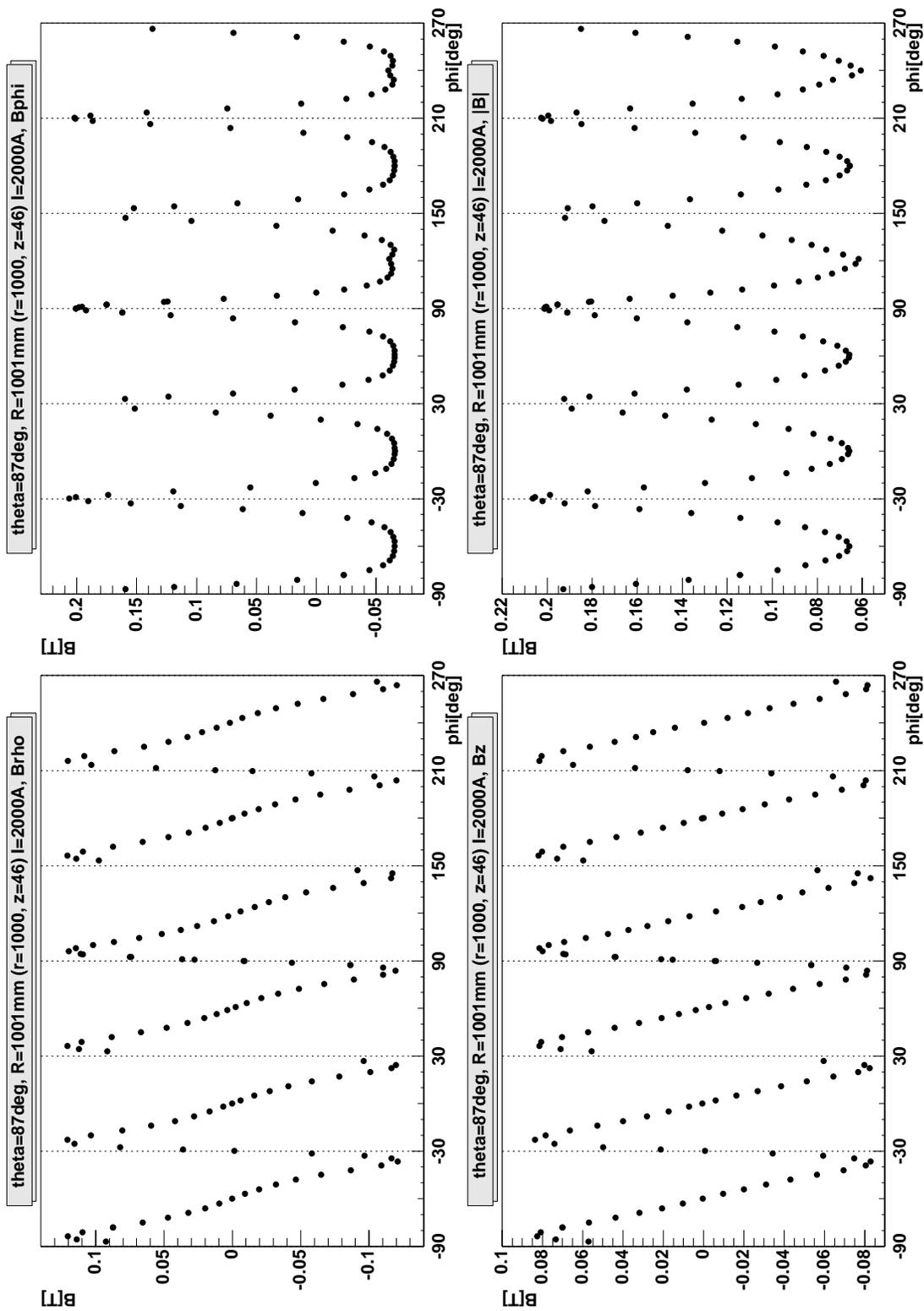
A.2.2 Komplette Meßreihen (r , z konstant)



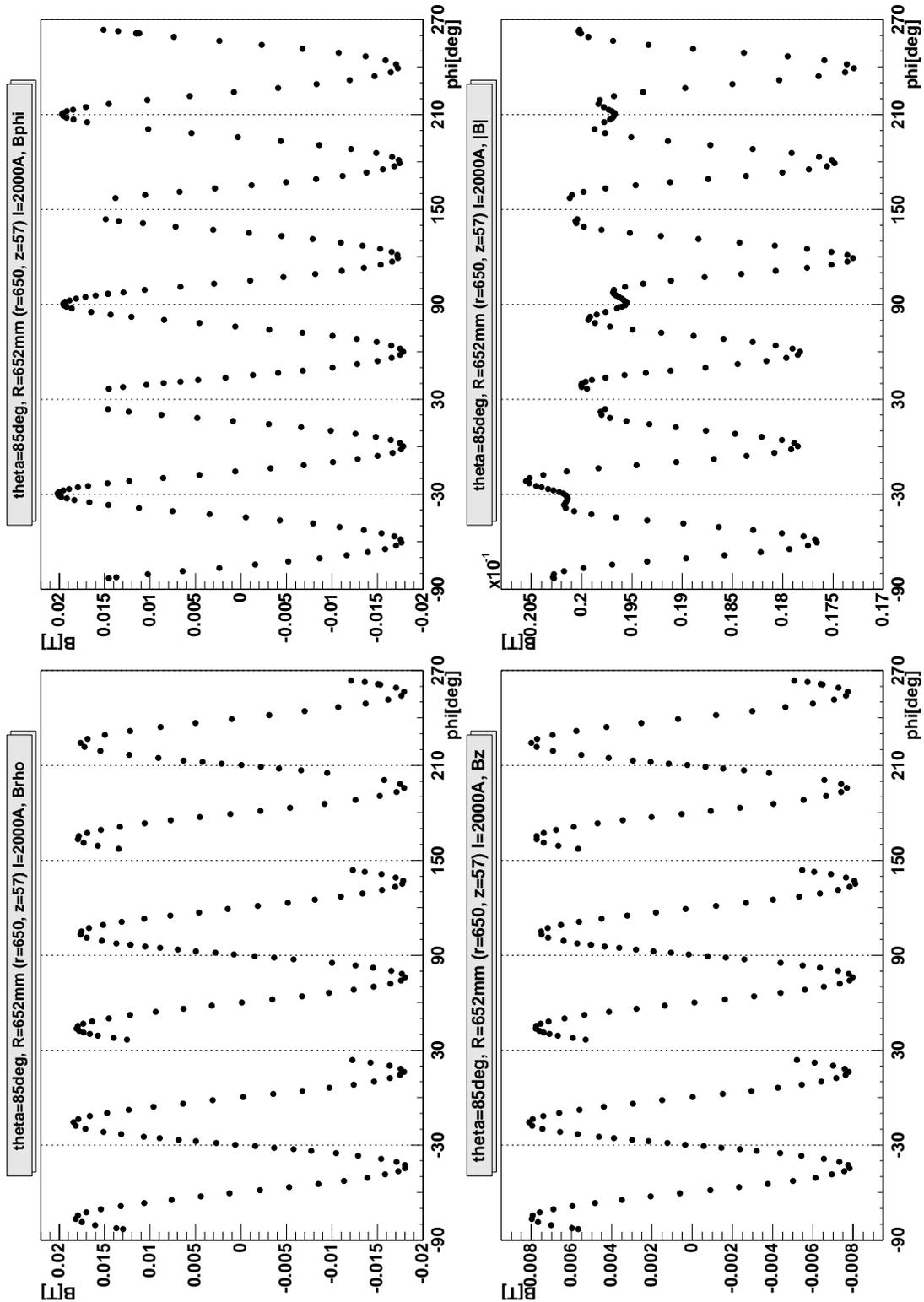
Ergebnisse der Erdfeldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



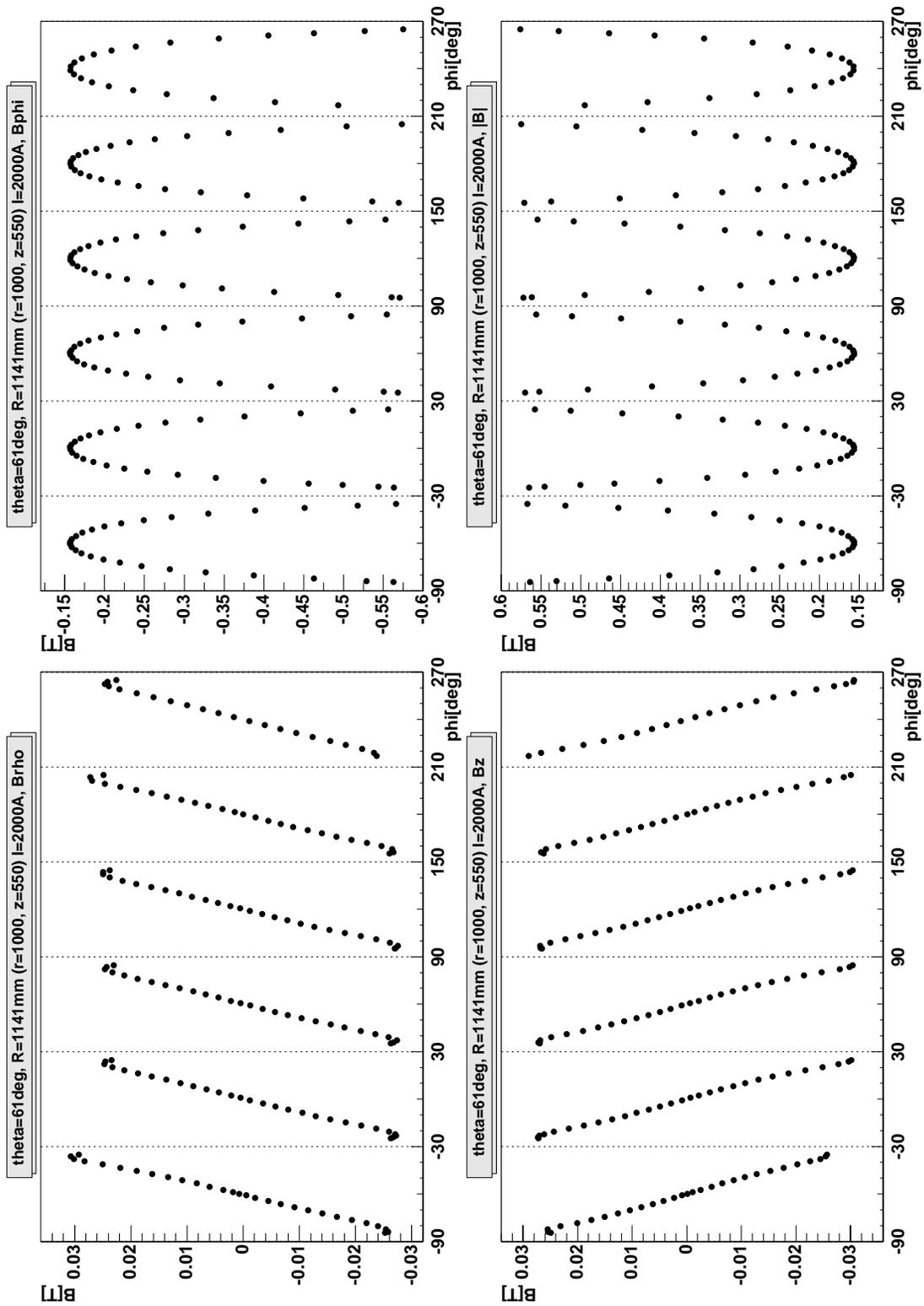
Ergebnisse der Erdfeldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



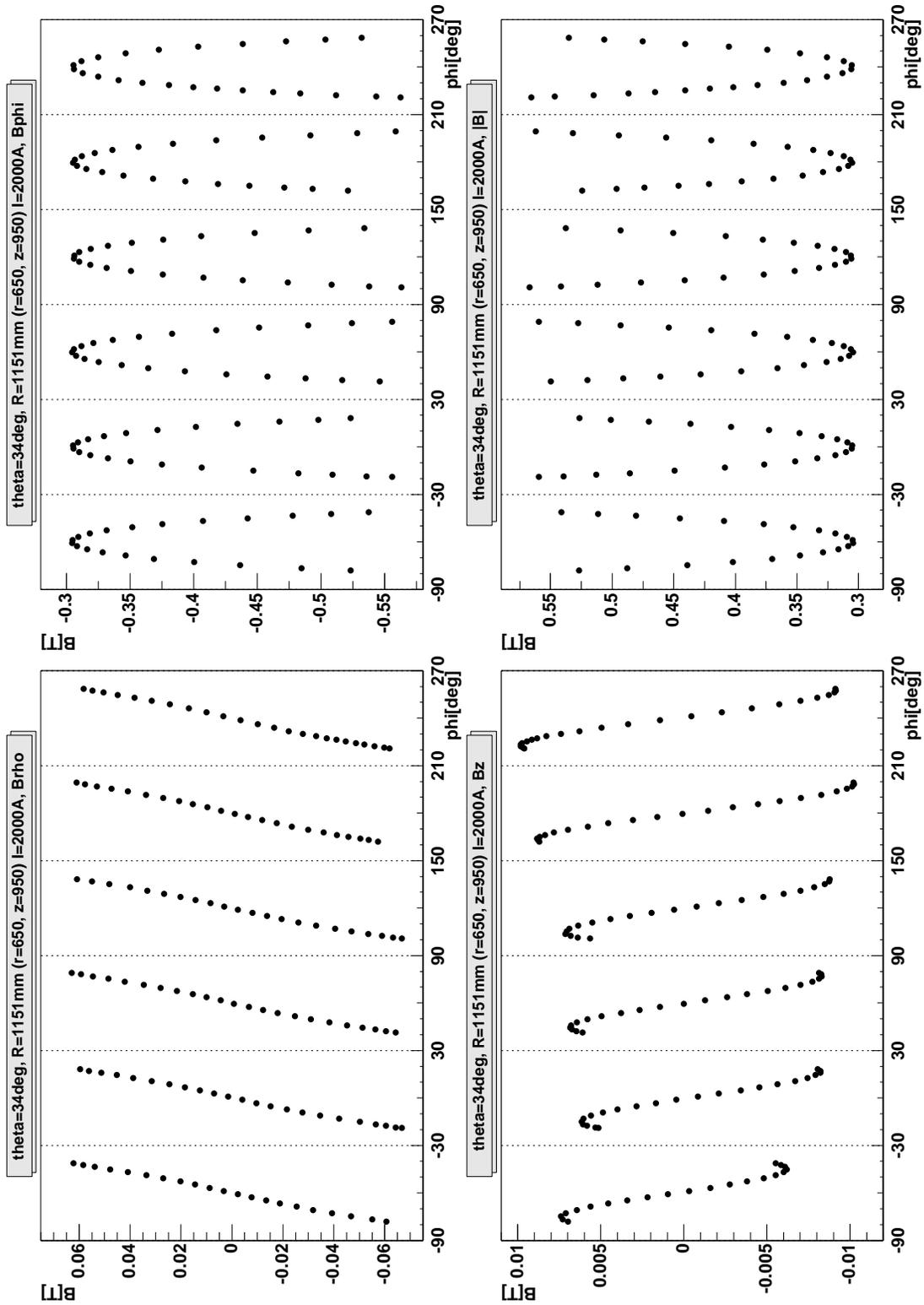
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



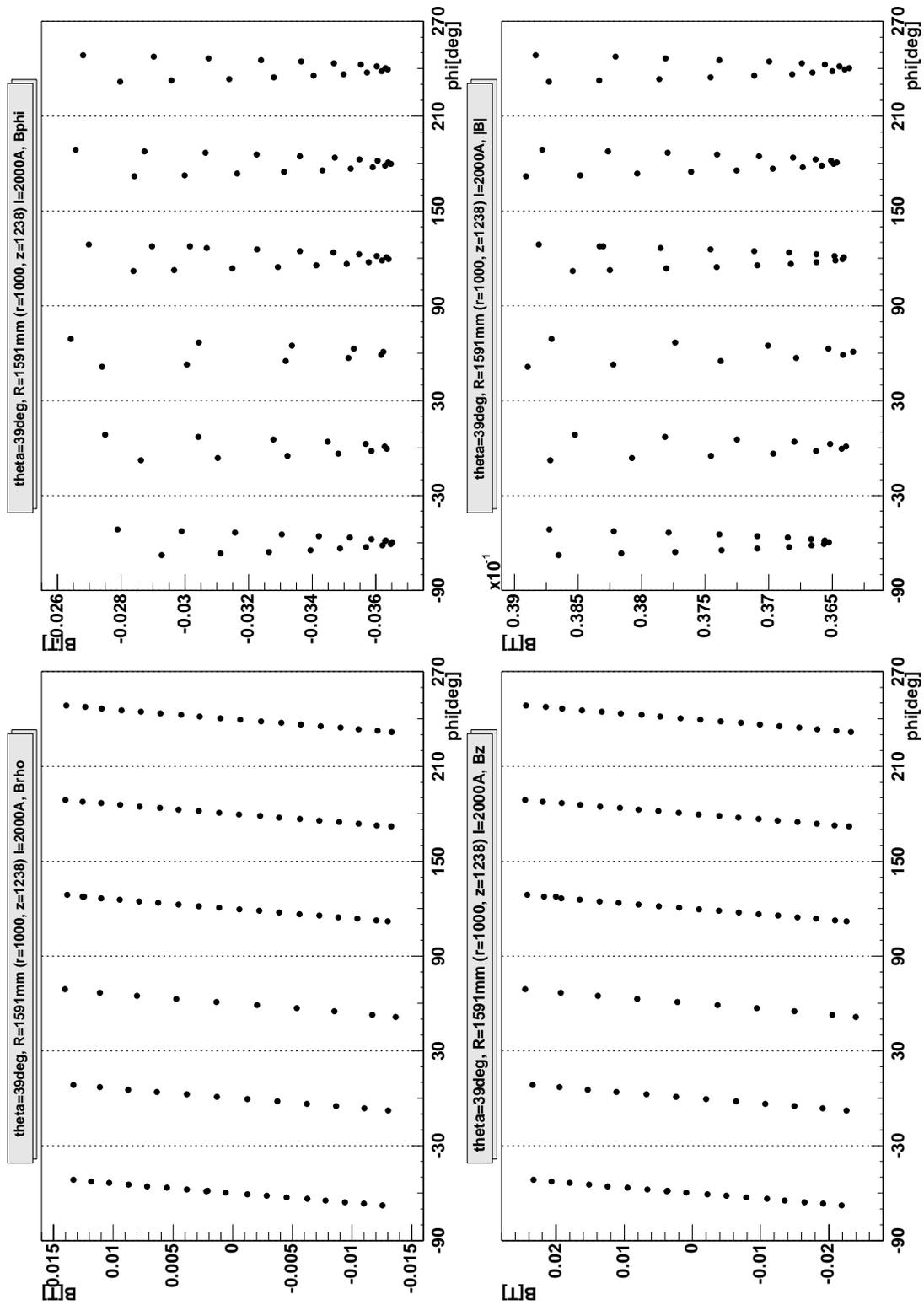
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



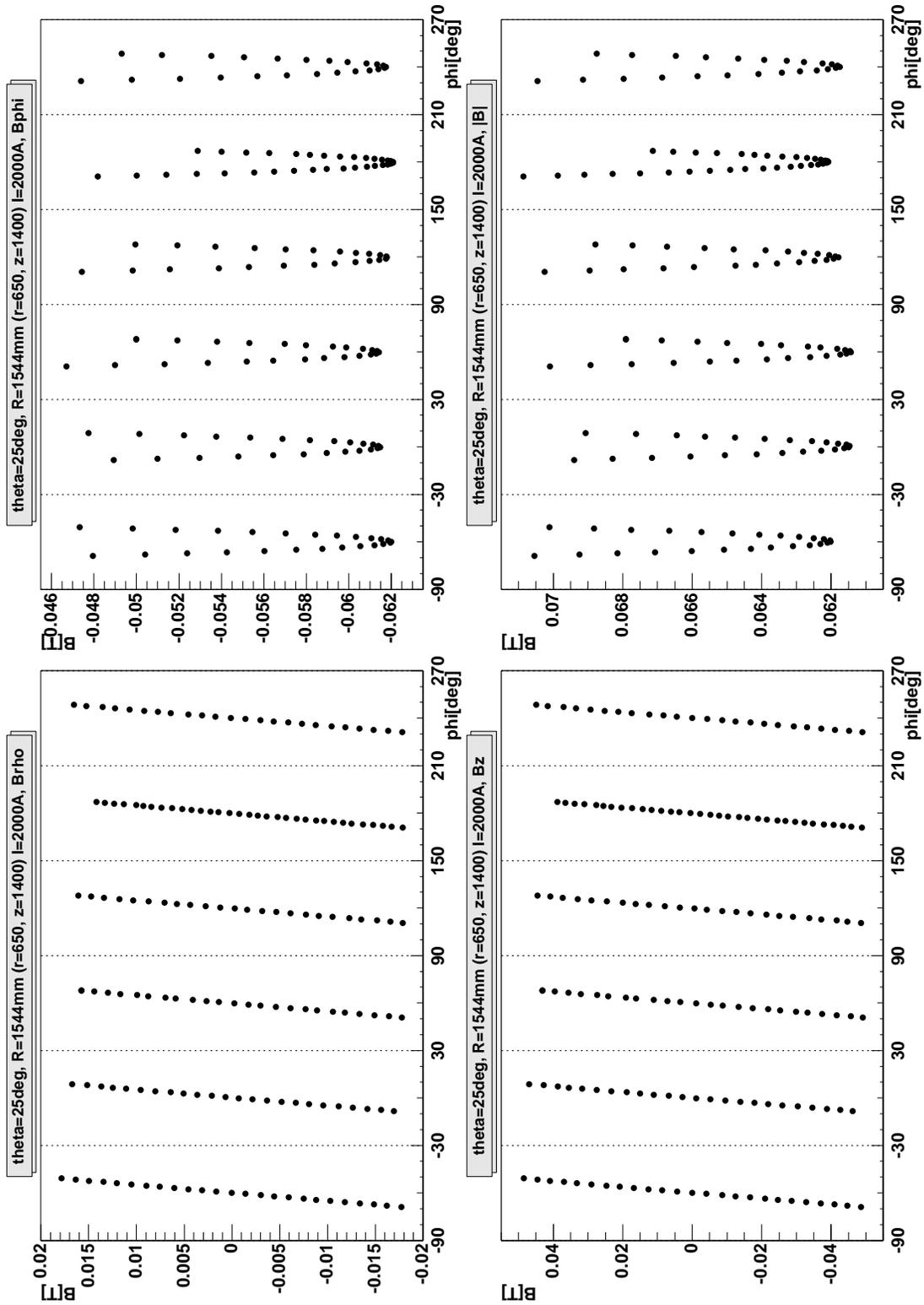
Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.



Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

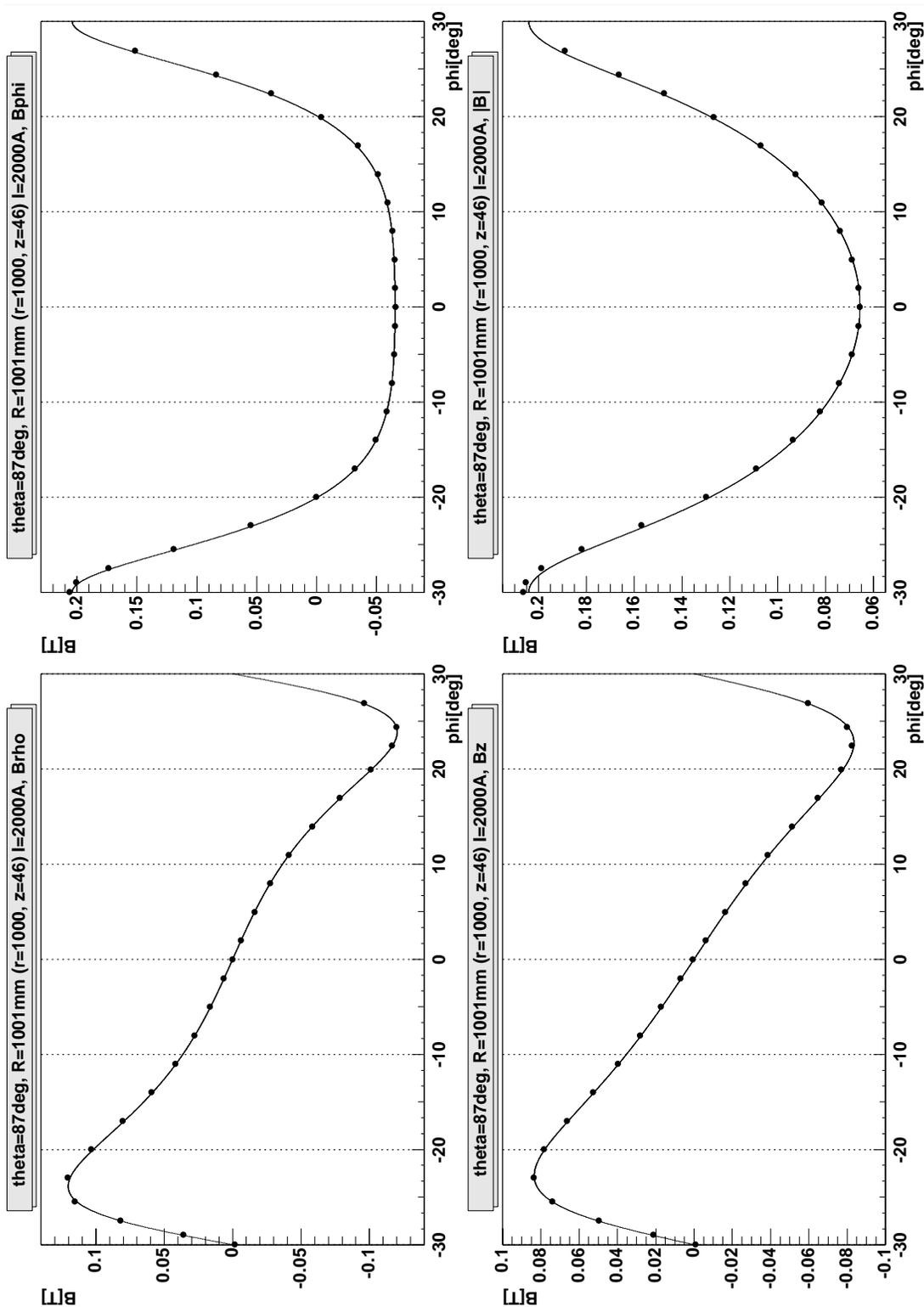


Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

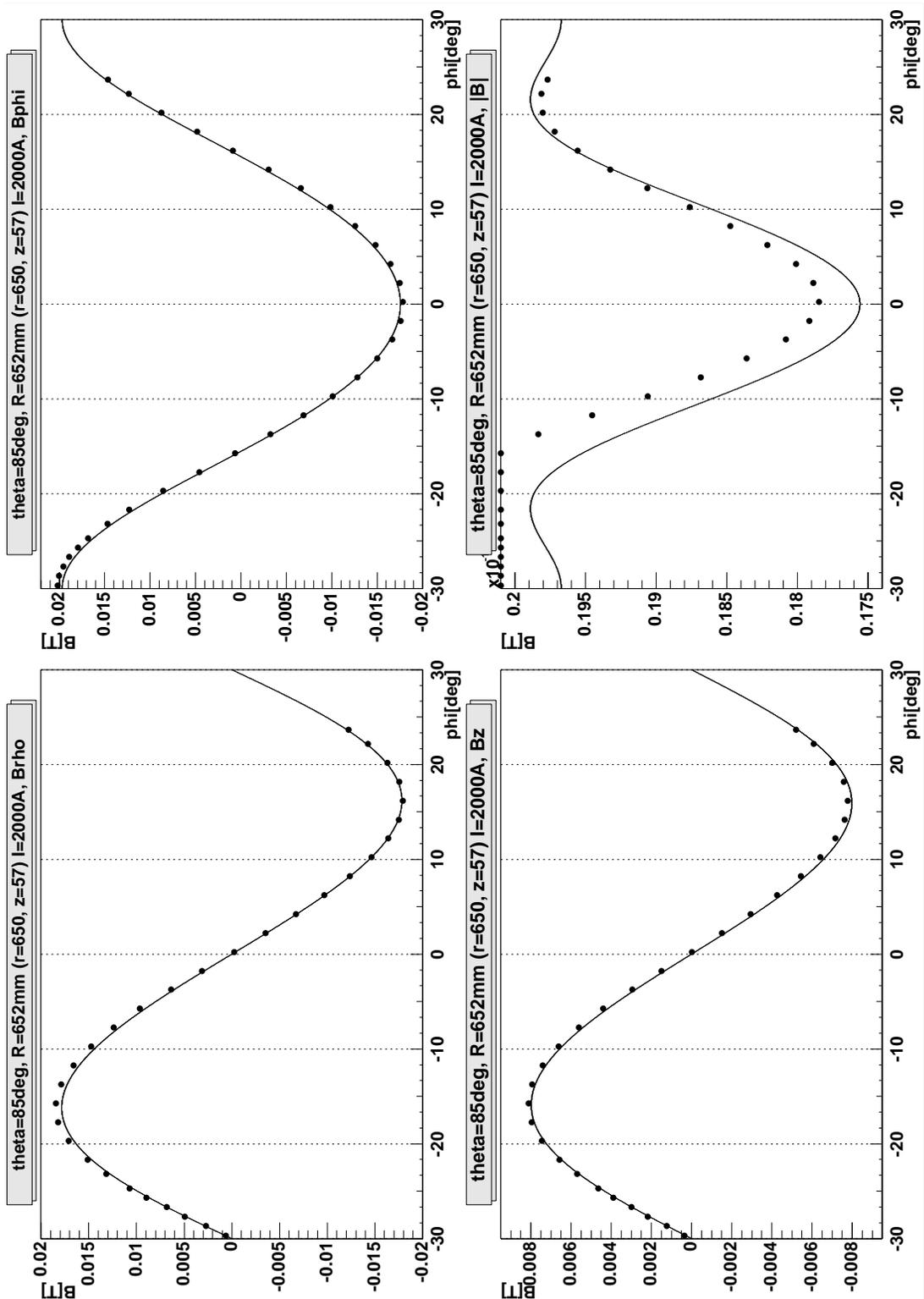


Ergebnisse der Feldmessung dargestellt für einen kompletten Meßkreis. Seine Lage ist im Bild angegeben.

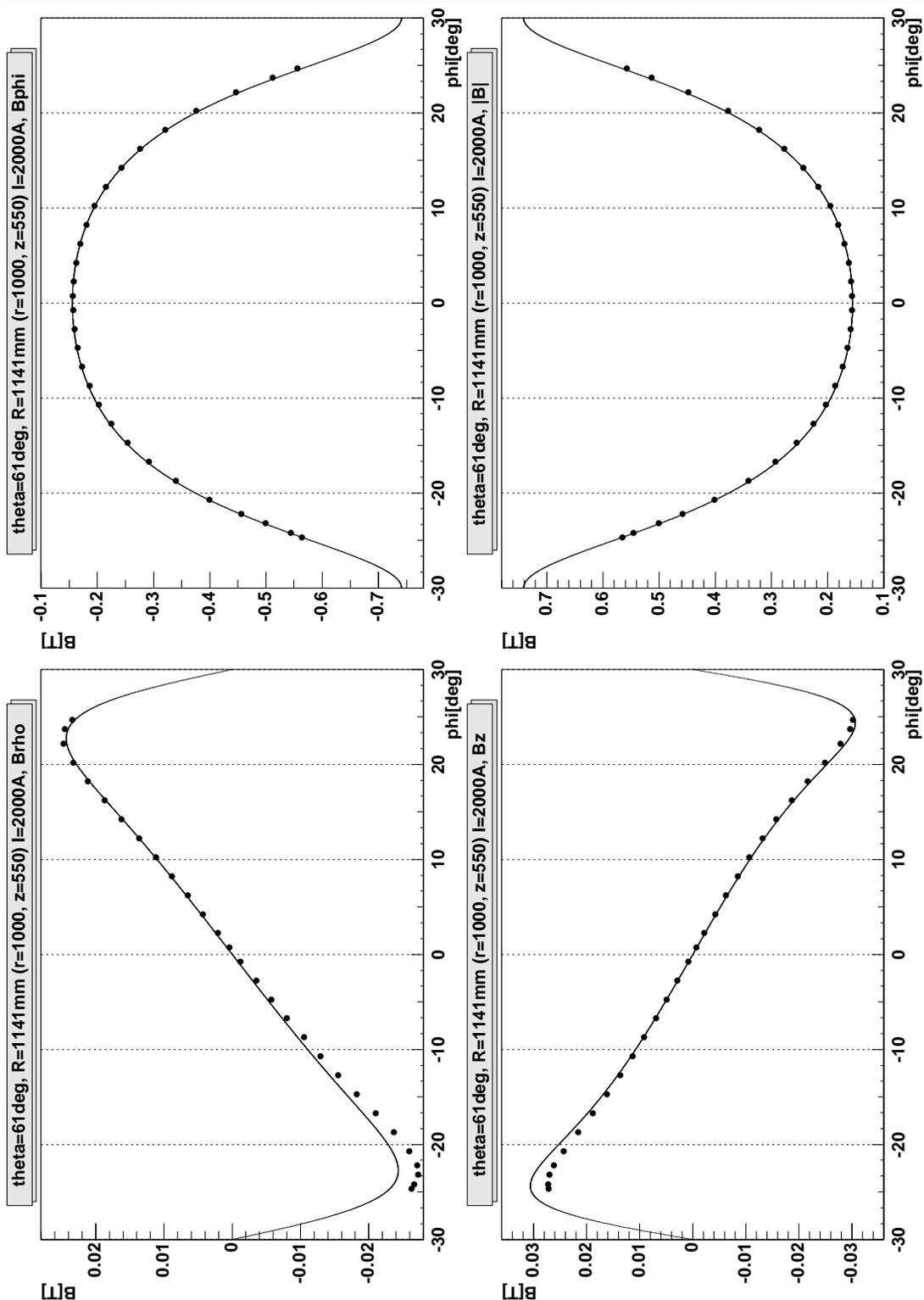
A.2.3 Meßreihen (r, z konstant, nur ein Sektor)



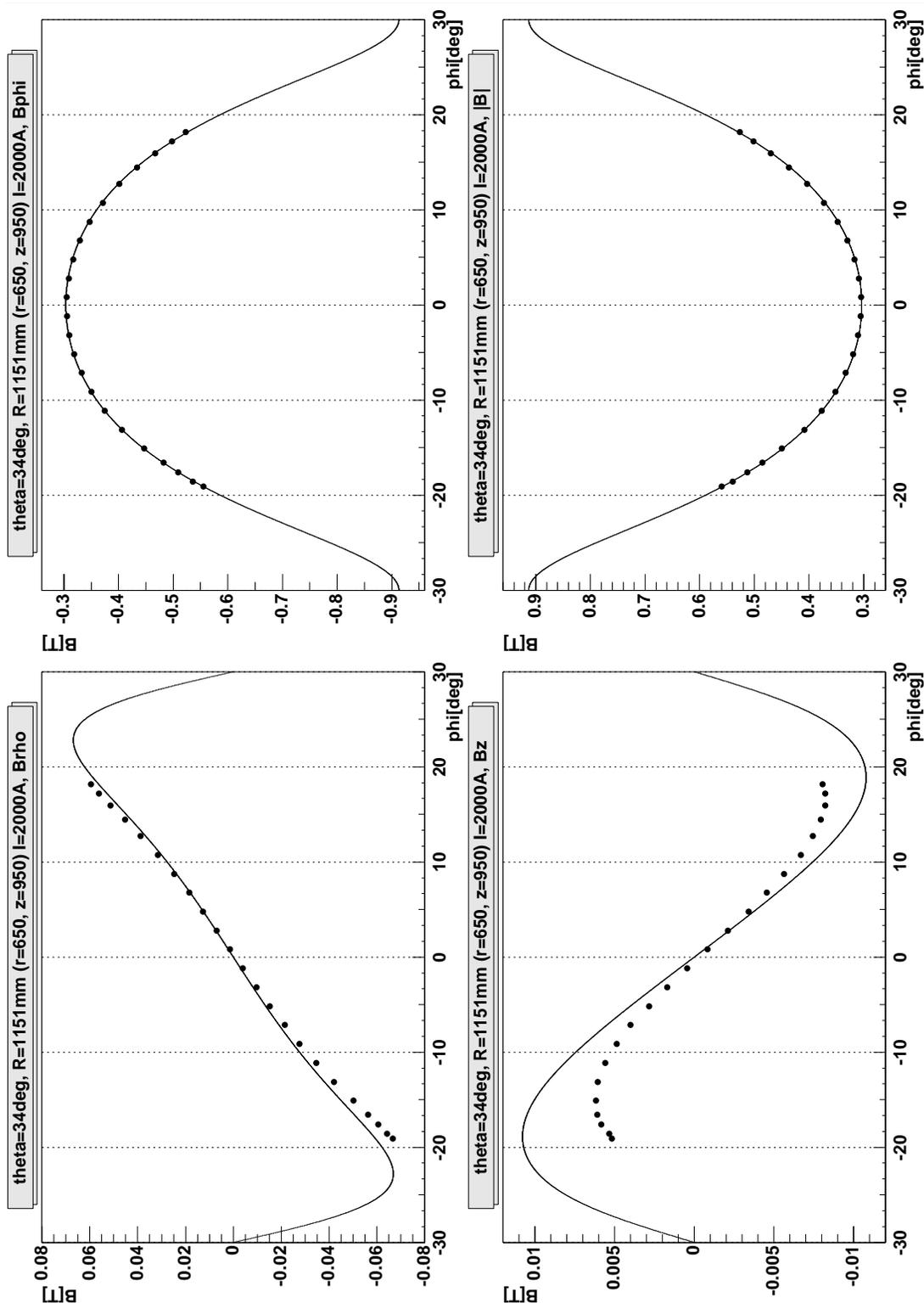
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



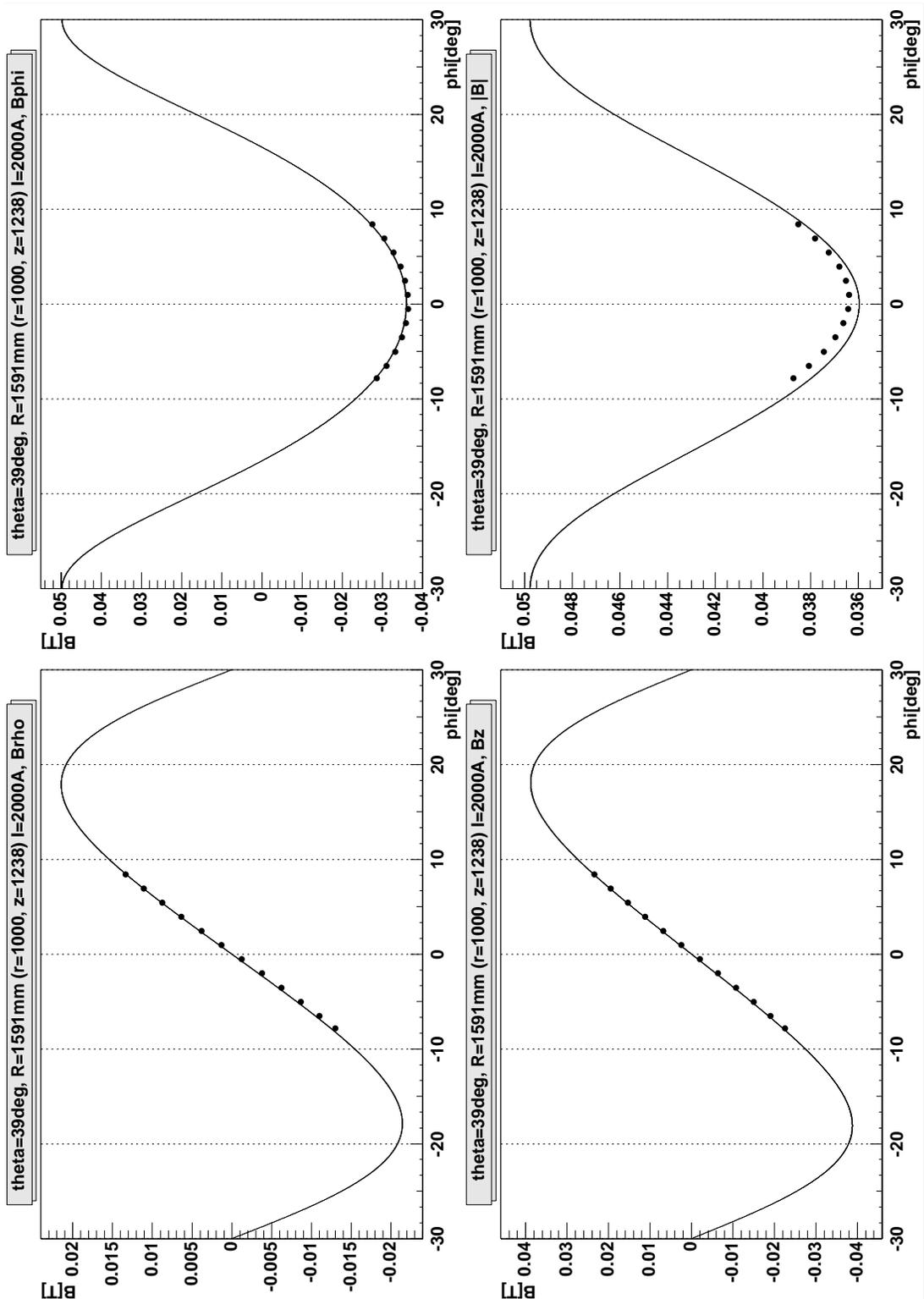
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



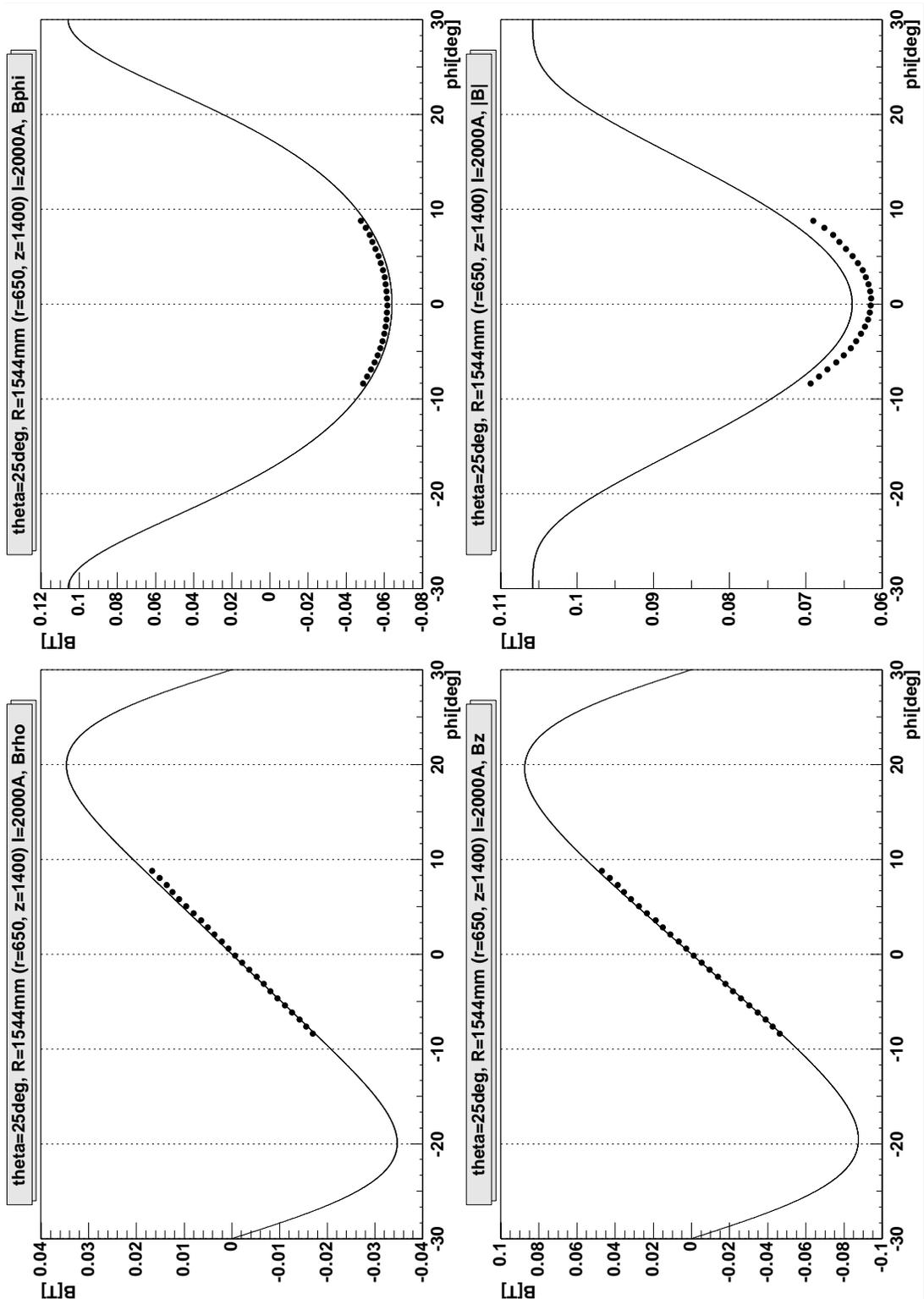
Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

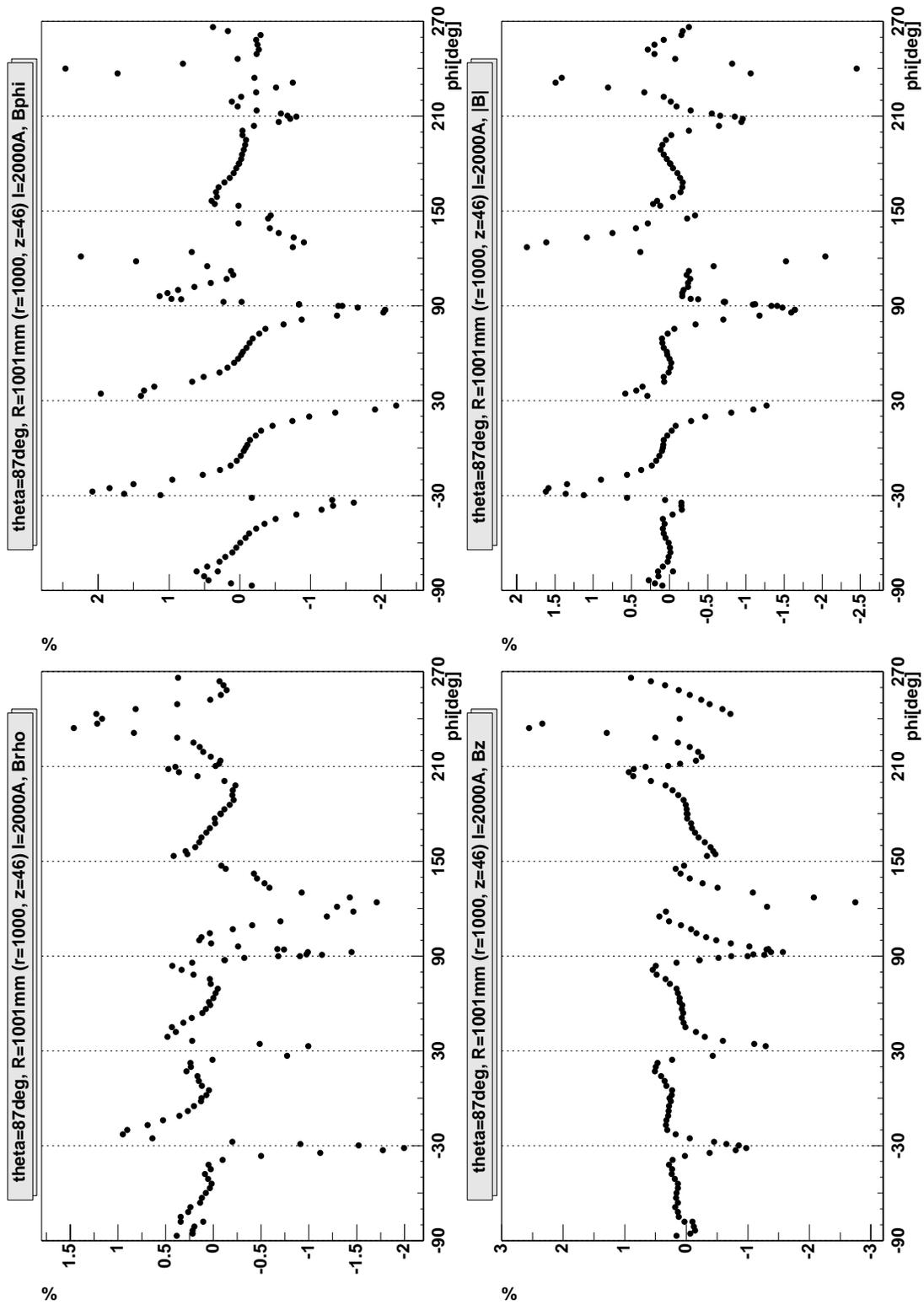


Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

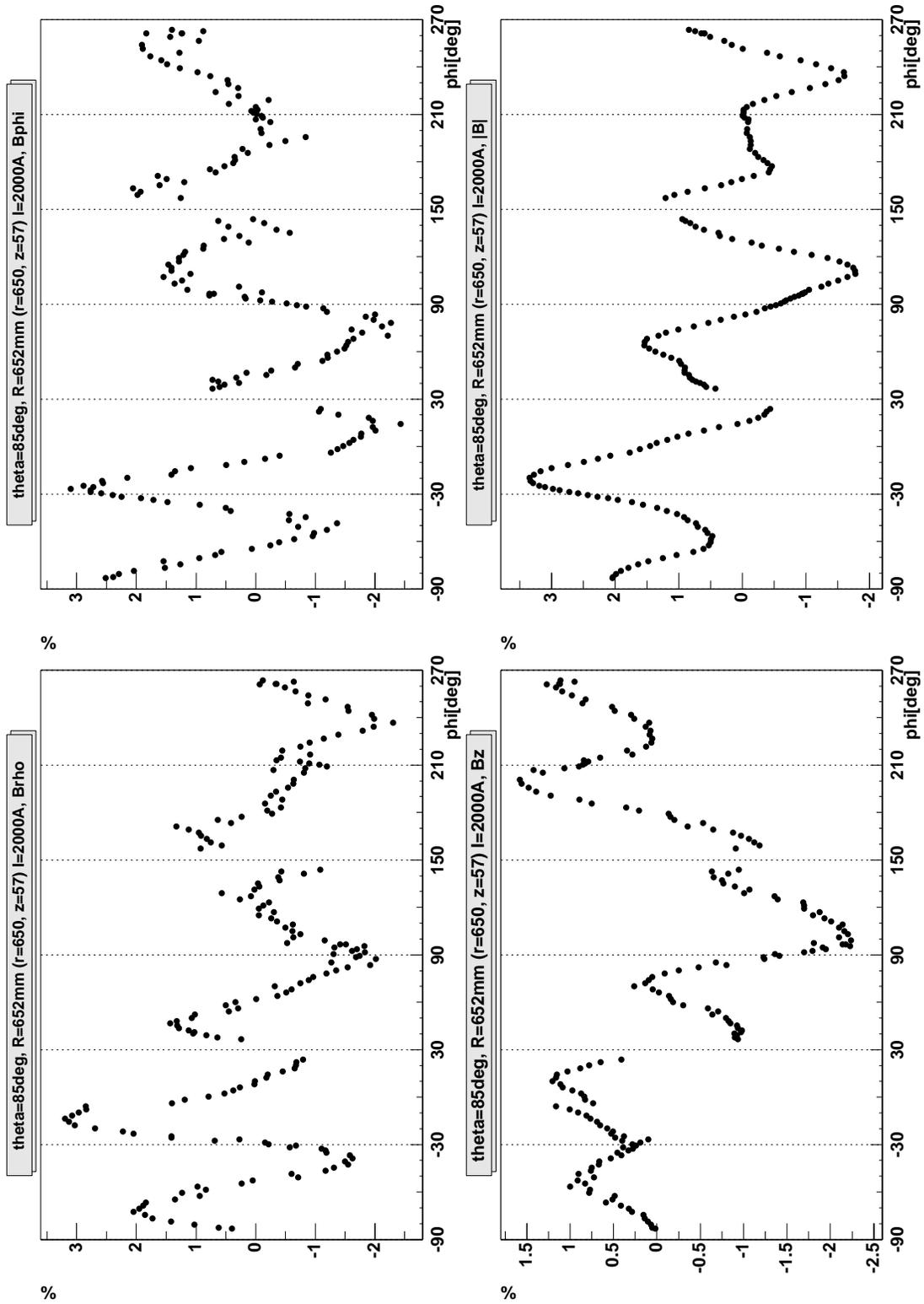


Ergebnisse der Feldmessung exemplarisch für einen Sektor dargestellt. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

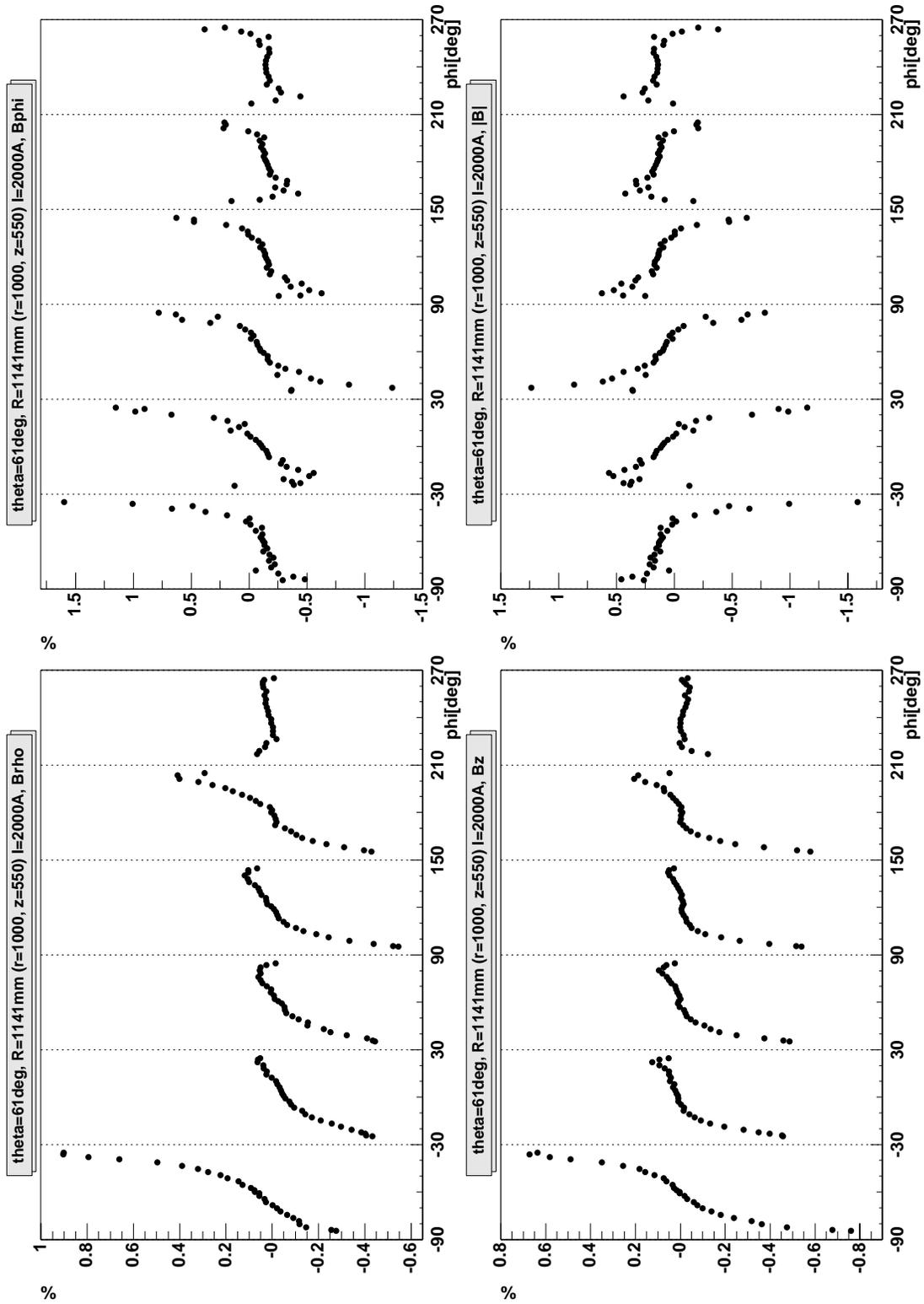
A.2.4 Relative Abweichungen für die kompletten Meßreihen (r, z konstant)



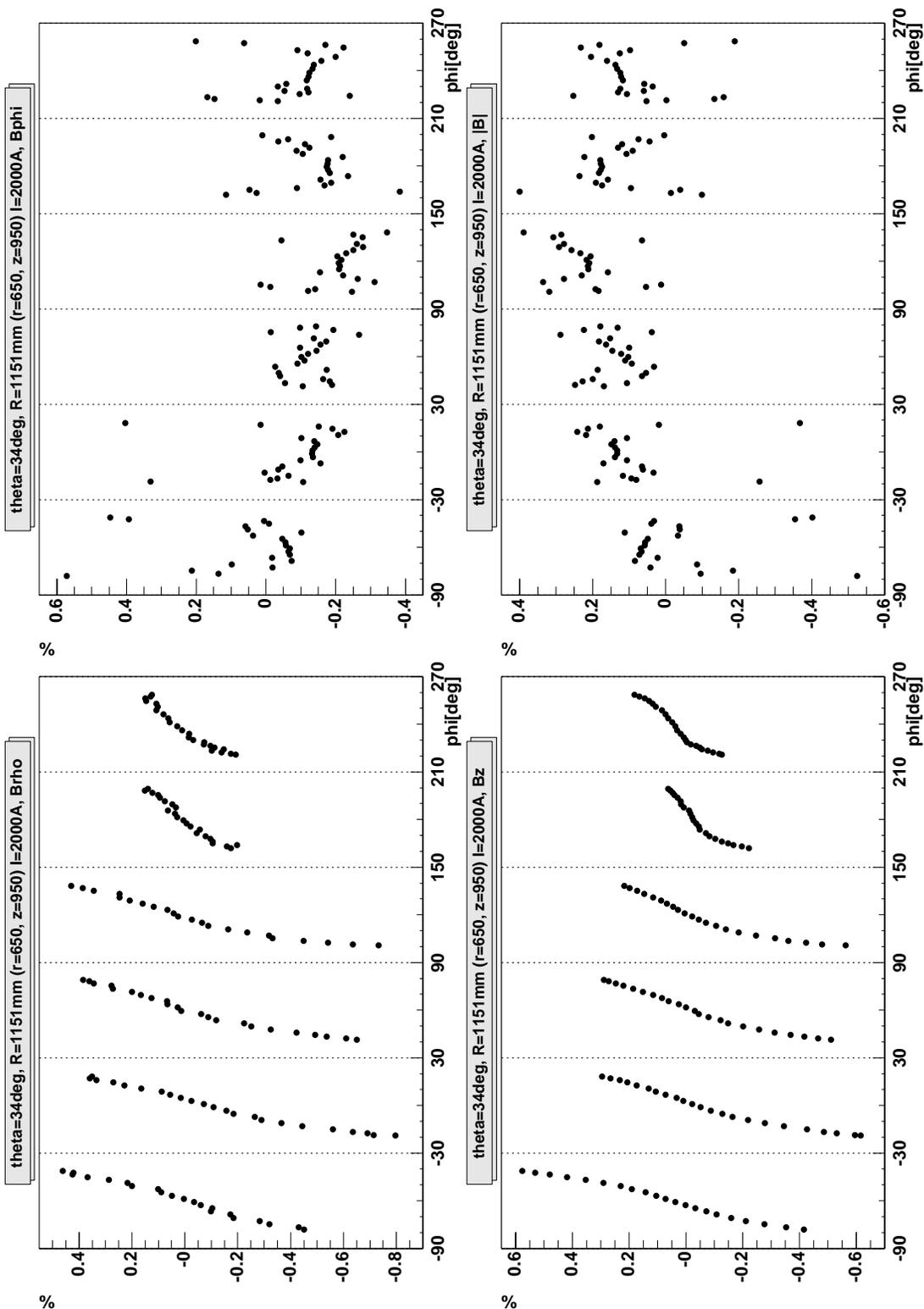
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



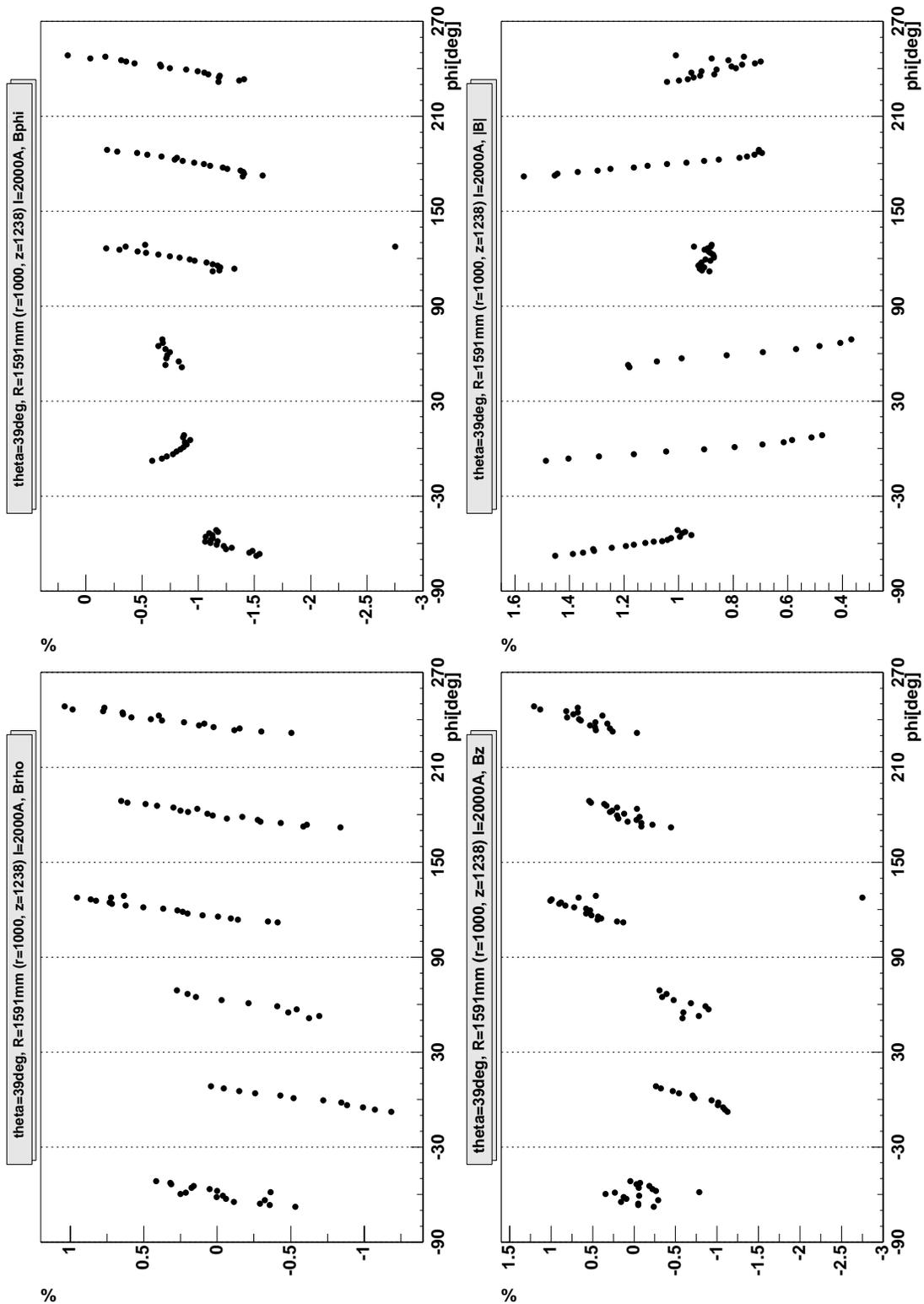
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



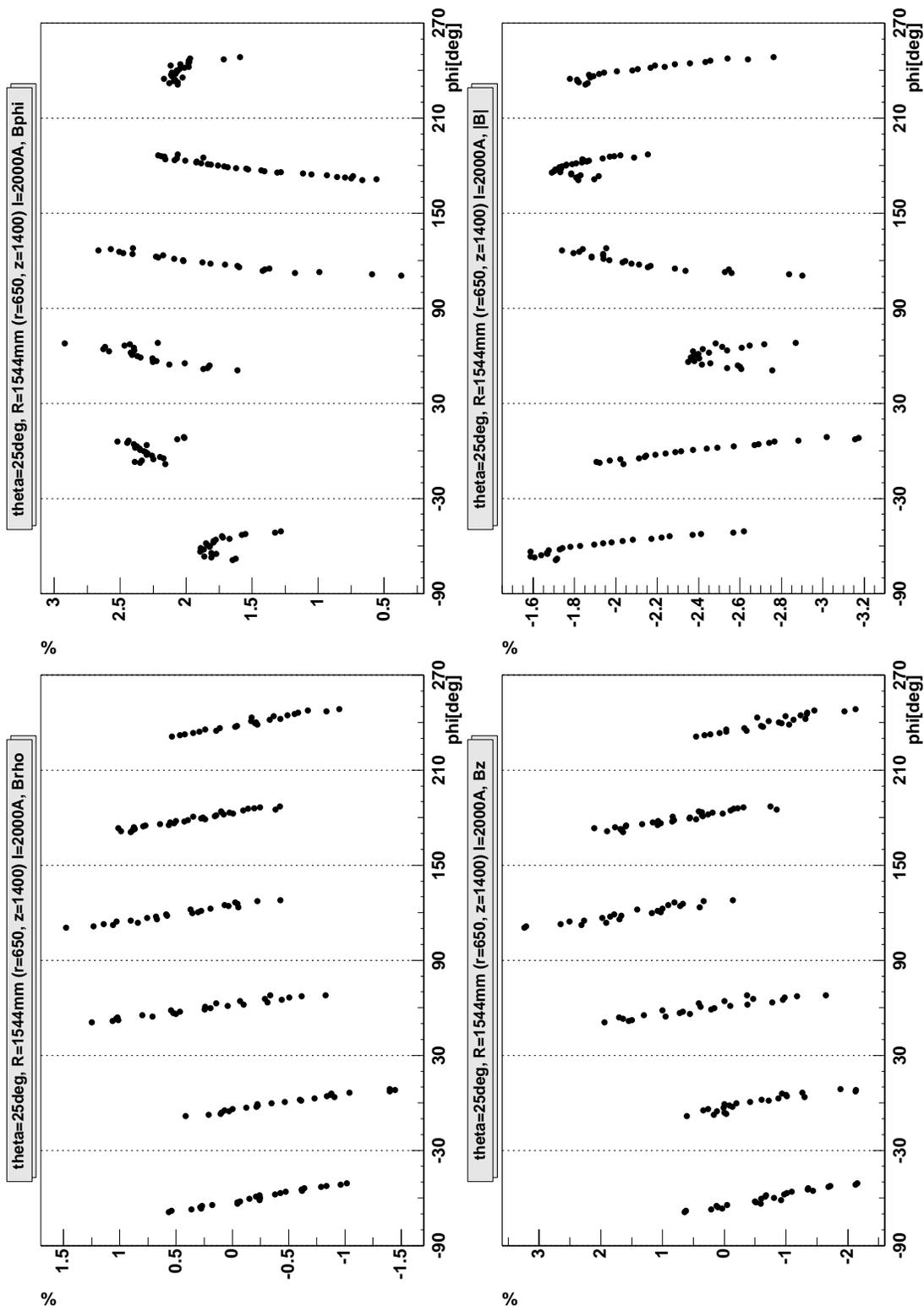
Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.



Relative Abweichung zwischen Messung und Rechnung. Die Lage des Meßkreises ist im Bild angegeben.

Tabellenverzeichnis

1.1	Grundlegende Eigenschaften der Vektormesonen. (τ die Lebensdauer)	5
3.1	Technische Daten des Magneten	29
3.2	Relative transversale Impulsänderung	33
3.3	Betrag der Impulsänderung in azimuthaler Richtung	34
6.1	Abhängigkeit des Drehwinkels vom Polarwinkel	56
6.2	Relative Drehung in Abhängigkeit der Sektornummer	59
6.3	Mathematische Korrektur der Sondenjustierung	62
6.4	Bezugswerte der relativen Abweichungen	63
6.5	Mittlere relative Abweichung für die Geometrie der warmen Spule	66
6.6	Mittlere relative Abweichung nur im aktiven Volumen	67
6.7	Mittlere relative Abweichung für die Geometrie einer verkürzten Spule	73
6.8	Mittlere absolute Abweichung für die Geometrie der kalten Spule	74

Besonderer Dank gilt...

(in alphabetischer Reihenfolge)

Stefan Hörmann. Für die Planung und den Bau der gesamten Elektronik zur Schrittmotorsteuerung.

Ilse König. Für die ständige Bereitschaft mir jederzeit mit *Root* und Tat zur Seite zu stehen.

Wolfgang König danke ich ganz besonders für die hervorragende Unterstützung, und für die vielen technischen und wissenschaftlichen *Nachhilfestunden*

Prof. Paul Kienle und Jürgen Friese von der Technischen Universität München, die mir die Durchführung dieser Diplomarbeit ermöglicht haben.

Burkhard Kolb - Dr.Postscript.

Werner Kreuzer und *Andreas Wolf* für die Hilfe bei der Planung, dem Aufbau und der Justage der Meßeinheit.

Rainer Schicker der viel Zeit investiert hat um mich mit den *Geheimnissen* der Feldsimulation vertraut zu machen.

Claus Schroeder. Dessen Namen ich hier hoffentlich richtig geschrieben habe und der für eine stabile Kühlung des Magneten zu den möglichsten (und unmöglichsten) Zeiten gesorgt hat.

Peter Zumbruch. Für seine Hilfe bei den Messungen und dem Korrekturlesen dieser Arbeit.

Meinen biomechanischen Schrittmotoren: Héctor Alvarez Pol, Jochen Kempter, Claus Schroeder, Jörn Wüstenfeld und Peter Zumbruch.

der HADES-Kollaboration.

und *der gesamten GSI.*

Literaturverzeichnis

- [Cas99] Cassing, E.L. Bratkovskaya. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. *Physics Report 308*, 65-233, 1999.
- [Dls90] The dilepton spectrometer. *Nuclear Instrum. Methods A290*, 1990.
- [Fra91] Frauenfelder Hans, Henley Ernest M. *Subatomic Physics*. 2nd Edition. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 07632, 1991.
- [Fri99] Jürgen Friese, 1999. Private Mitteilung.
- [Ger95] Roman Gernhäuser. *Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projektilfragmente*. Dissertation, Technische Universität München, 1995.
- [Had94] HADES Kollaboration. *Proposal for a High-Acceptance - Dielectron Spectrometer (draft)*, 1994.
- [Kö99] Wolfgang König, 1999. Private Mitteilung.
- [Oxf] Oxford. Design Study on HADES Toroidal Magnet for GSI. ?
- [Oxf98a] Oxford. HADES Technical Manual. 1998.
- [Oxf98b] Oxford. User Manual. 1998.
- [Par98] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. Springer, July 1998.
- [Pro98] Protokollbuch an der Kryoanlage des HADES-Magneten. 1998.
- [Rho91] Rho M., Brown G.E. *Physical Review Letter 66*, 1991.
- [Sch95] H. Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995.
- [SH99] Oxford Instruments Stephen Harrison, 1999. Private Mitteilung.
- [Wei97] Weise W., Kaiser N., Klingl F. *Nuclear Physics A 624*, 1997.
- [Wü97] Jörn Wüstenfeld. Untersuchung zum Konzept der HADES-Driftkammerauslese und Test der TDC-Prototypkarte. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Göthe-Universität, Frankfurt am Main, November 1997.

- [Zum98] Peter Zumbruch. Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur automatisierten Qualitätskontrolle der HADES-Driftkammer-Analogausleseelektronik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Juli 1998.