1 Einleitung

In der Schwerionen-Kernphysik sieht man den Atomkern als ein gebundenes System von vielen Nukleonen an. Dadurch wird die Physik hochangeregter Kernzustände so komplex, daß sie mit den alten Konzepten des Zerfalls durch Emission von α-, β-, und γ- Strahlung nicht mehr beschrieben werden kann. Während niedrigangeregte Kernzustände gewöhnlich durch Emission elektromagnetischer Strahlung zerfallen, können bei Anregungsenergien oberhalb der Bindungsenergie eines Nukleons (8 MeV) einzelne Nukleonen emittiert werden, das als Verdampfen von Nukleonen bezeichnet wird (Evaporation). Bei schweren Kernen beobachtet man die Spaltung, das Auseinanderbrechen des Kerns in zwei Fragmente.
Eine mögliche Zerfallsart hochangeregter Atomkerne, die erst bei Experimenten mit Beschleunigern entdeckt wurde, ist die Multifragmentation. Dabei beobachtet man das Auftreten mehrerer mittelschwerer Kernfragmente, in Begleitung von typischen Evaporationsprodukte, die meist kleiner als Spaltungsprodukte sind. Die Anregung der Kerne, damit sie durch Multifragmentation zerfallen, geschieht mittels relativistischer Schwerionenkollisionen. Wenn ein Projektilkern einen Targetkern trifft werden drei Quellen erzeugt: die Überlappungszone des Projektils mit dem Target und die beiden Restkerne von Target und Projektil. Die Analyse des Zerfalls der Restkerne über Multifragmentation ermöglicht es z.B. die Frage zu beantworten, ob Kernmaterie einen Phasenübergang (flüssig-gasförmig) durchläuft, der dem des Wassers ähnlich ist. Der Grundzustand des Kerns entspräche der flüssigen Phase und ein Nukleonengas wäre die gasförmige Phase. Die mittelschweren Fragmente können als nuklearer Dampf betrachtet werden [Groß98].
Die von der ALADiN-Kollaboration (A Large Acceptance Dipole Magnet) aus dem Aufbruch von Restkern-Fragmenten gewonnene kalorische Kurve bestätigt diese Vermutung. Um die Physik dahinter besser verstehen zu können, wurden an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH) weitere Experimente mit dem INDRA-Detektor durchgeführt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Strahlintensität mit Ionisationskammern und dem Aufbau eines Strahlhodoskops als Hilfsmittel zur Strahlführung. Beides ist Bestandteil der Strahldiagnose, die ein wichtiger Teil von Experimenten mit festem Streuzentrum (fixed target) ist. Bei schlechter Führung kann der Strahl z.B. die Halterung des Targets treffen und zu unerwünschten und störenden Reaktionen führen, die das Auswerten unnötig erschweren. Zudem können Teile des

Detektors radioaktiv aktiviert werden und somit die Messung unbrauchbar machen. Im schlimmsten Fall würden Teile des Detektors selbst zerstört.

Ebenso wichtig wie eine gute Strahlführung ist die Kenntnis der Strahlintensität. Sie ist bei allen Experimenten in der Kern- und Elementarteilchenphysik eine notwendige Größe, da sie eine Voraussetzung zum Berechnen der Wirkungsquerschnitte ist. Um die absolute Anzahl der Strahlteilchen zu messen, muß die Ionisationskammer bei verschiedenen Strahlenergien geeicht, d.h. das Verhältnis des Teilchenflusses zum Kammerstrom bestimmt werden.
Nach einer kurzen Beschreibung des INDRA-Detektors wird die allgemeine Vorgehensweise bei der Eichung, sowie deren Ergebnisse beschrieben. Es werden alle Eichfaktoren für die verschiedenen Kammern und Teilchenstrahlen zusammengefaßt. Darüber hinaus wird ein alternativer Zugang zur Strahlintensität vorgestellt. Er wird auf Daten beruhen, die vom INDRA-Detektor selbst gesammelt wurden.

2 INDRA@GSI

2.1 Der INDRA-Detektor

INDRA[1] (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrues) ist ein 4π-Detektor[2] der es ermöglicht Ladung, Energie und für Nuklide mit $Z \leq 6$ auch die Masse von geladenen Teilchen zu bestimmen. Er wurde von mehreren französischen Labors für den Einsatz am GANIL[3] in Caen entwickelt und bietet für den Nachweis von Kernfragmenten beste Voraussetzungen. Die äußere Form ist vergleichbar mit der eines Hühnereis, in dessen dicken Ende das Reaktionstarget sitzt (siehe Abbildung 2-1). Da es sich um Experimente mit festem Streuzentrum handelt, ist die Granularität des Detektors in Vorwärtsrichtung wesentlich feiner, um die dort höheren Teilchenflüsse messen zu können. Er ist axialsymmetrisch um die Strahlachse gebaut und in siebzehn Ringe, welche den Polarwinkel definieren, eingeteilt. Jeder Ring ist wiederum in Sektoren untergliedert, die einen Azimutalwinkel festlegen (siehe Abbildung 2-2).

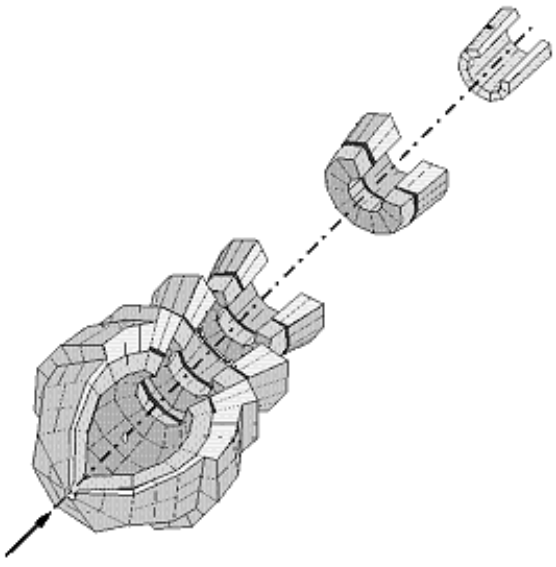

Abbildung 2-1: Das Bild zeigt den INDRA-Detektor. Der Strahl kommt von links unten. Ring 1 ist rechts oben. Die Ringe können auseinander geschoben werden.

[1] Indra ist ebenfalls die Bezeichnung einer altindischen Gottheit des Krieges und Gewitters.
[2] Ein Detektor der den ganzen Raumwinkel (4π) abdecken kann.
[3] GANIL: Grand Accelerateur national d´ions lourds (Zyklotron)

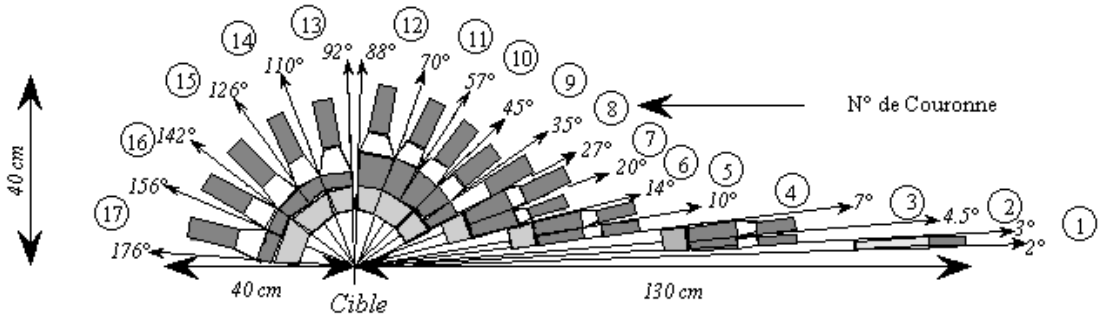

Abbildung 2-2: Der INDRA-Detektor im Schnitt längs der Strahlachse. Der Strahl geht von links nach rechts. Das Bild zeigt die verschiedenen Ringe und deren Winkelbereich. - (Cible = Target).

Somit besteht INDRA aus insgesamt 336 unabhängigen Zellen. Jede Zelle besteht aus einem Detektor-Teleskop. Abbildung 2-3 zeigt den Aufbau eines Teleskops aus dem Winkelbereich kleiner als 45°: eine Ionisationskammer, um eine niedrige Identifikationsschwelle zu erreichen, ein Silizium-Halbleiterdetektor (Si) für gute Energieverlustmessungen und ein Cäsiumiodid-Szintillator (CsI) zur Messung der totalen Energie. Zwischen 45° und 180° Azimutwinkel wurde auf die (teuren) Siliziumdetektoren verzichtet, da in diesem Winkelbereich eine hohe Ladungsauflösung ungleich geringere Bedeutung hat als unter den Winkeln in Vorwärtsrichtung [Plag93].

Der ganze Detektor ist in einem Drucktank aus Edelstahl untergebracht, damit er im Vakuum betrieben werden kann. Dadurch ist zwischen Beschleuniger und Target kein Folien-Fenster notwendig und verhindert eine mögliche Strahlaufstreuung auf dem Weg zum Target. Beschleuniger, Strahlführung und Detektorsystem bilden ein in sich geschlossenes Vakuumsystem, das im Falle eines plötzlichen Leckes durch die Schnellschlußventile am Eingang zu CAVE B und vor INDRA getrennt werden kann.

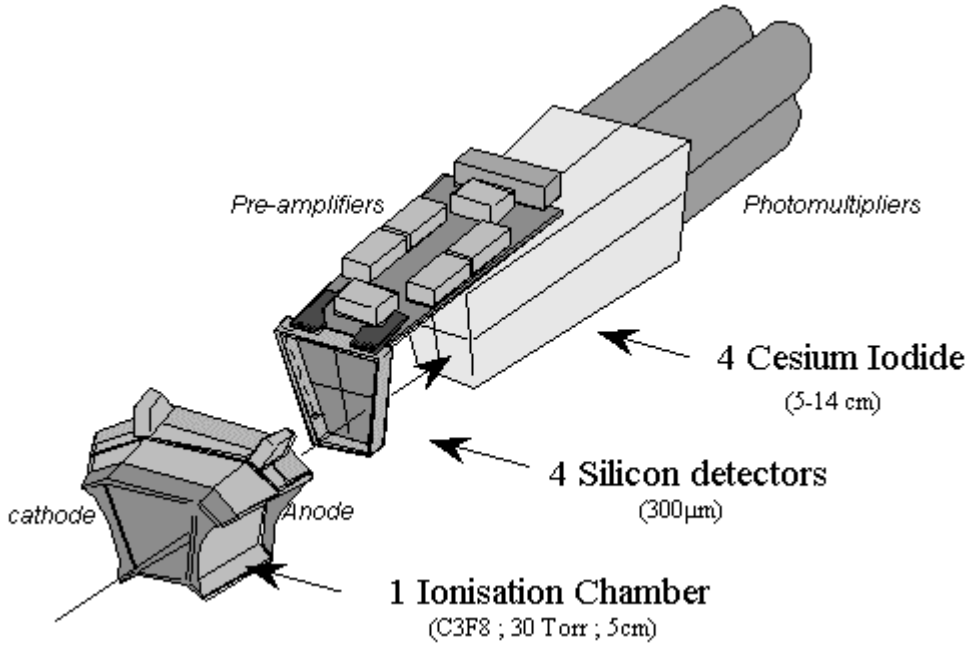

Abbildung 2-3: Aufbau einer Teleskop-Einheit, aus denen die Ringe des INDRA-Detektors zusammengesetzt sind [Plag93]. Sie besteht aus einer Ionisationskammer, vier Siliziumsperrschichtzähler mit Vorverstärker und Cäsiumiodidkristallen mit Photomultiplier.

Zur Identifikation von Kernfragmenten muß man ihre Ladung und Masse bestimmen. Um alle Fragmente, die vom Proton bis zum Strahlteilchen selbst reichen, eindeutig zu erkennen, werden im wesentlichen die beiden folgenden Methoden angewandt.

Mit der Energieinformation der CsI-Detektoren (E) und der Kenntnis des Energieverlusts (ΔE) in der vorangehenden Ionisationskammer oder des Si-Detektors, lassen sich durch auftragen von ΔE über E die Teilchenarten bestimmen. Es bilden sich Hyperbeln heraus, die eine Teilchenidentifikation zulassen. Durch die verschiedenen Kombinationen von Zählern ermöglichen die Teleskope eine Identifikation leichter Teilchen ebenso wie die schwerer Ionen.

Das durch den Szintillationsprozeß in einem CsI-Kristall entstehende Licht, besteht aus zwei Komponenten. Eine mit schnell abfallender Lichtkurve τ_1, welche stark von der Ionisationsdichte abhängt, und eine mit langsam abfallender Lichtkurve τ_2, welche davon unabhängig ist. Für α-Teilchen mit einer Energie von 4,8 MeV ist $\tau_1 = 0{,}425\ \mu s$ und $\tau_2 = 7 \mu s$ [Cran73]. Das Verhältnis zwischen beiden integrierten Signalen erlaubt eine Isotopentrennung bis $Z \leq 6$. In einem Koordinatensystem, in dem eine Achse die schnelle und die andere Achse die langsame Komponente darstellt, ergeben sich Linien mit unterschiedlichen Steigungen, welche den verschiedenen Teilchen zugeordnet werden

können. Zur Energiemessung wird teils die schnelle Komponente, teils aber auch das gesamte Szintillationslicht verwendet [Knol79].

Mit dem INDRA-Detektor wurden bei der GSI insgesamt drei längere Strahlzeiten exklusiver Messungen, im folgenden Kampagnen genannt, durchgeführt.

1. Kampagne: mit ^{197}Au auf ^{197}Au Kollisionen
bei Energien zwischen 40 und 150 AMeV[4]
im Juni/Juli 1998.

2. Kampagne: mit ^{129}Xe auf ^{124}Sn,
^{129}Xe auf ^{112}Sn,
^{124}Xe auf ^{124}Sn Kollisionen
bei Energien zwischen 20 und 200 AMeV
im September 1998.

3. Kampagne: mit ^{12}C auf ^{197}Au,
^{12}C auf ^{112}Sn,
^{12}C auf ^{124}Sn Kollisionen
bei Energien zwischen 95 und 1800 AMeV
im Februar/März 1999.

[4] AMeV: Atommassenzahl * Mega-Elektronen-Volt, d.h. kinetische Energie pro Nukleon.

2.2 Aufbau des Experiments INDRA@GSI

Das INDRA-Experiment war in der GSI im CAVE B aufgebaut. Eine Skizze mit Strahlführung zeigt Abbildung 2-4.
INDRA wurde für Experimente am GANIL in Caen entworfen. Da die Emittanz von Teilchenstrahlen an einem Zyklotron niedriger ist als die eines resonanzextrahierten Strahls wie am Schwerionensynchrotron (SIS), mußte der Strahlführung besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Sie wurde durch zwei zusätzliche fokusierende Quadrupolmagnete in der Strahlführung vor INDRA optimiert.

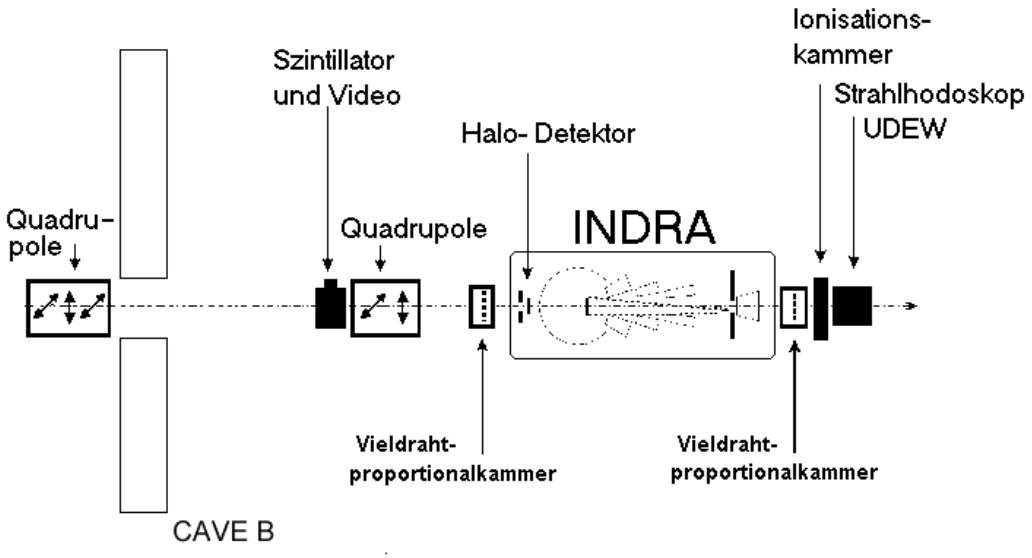

Abbildung 2-4: Aufbau des INDRA Experiments in CAVE B. Die letzten Quadrupole der Strahlführung zu CAVE B sind links im Bild zu sehen.

Auf dem Weg des Strahls zum Target, mußte dieser durch eine sehr enge Eintrittsblende in den Detektor eingefädelt werden. Um diese Aufgabe zu bewältigen, wurden die Detektoren, die in Abbildung 2-4 dargestellt sind, zur Strahldiagnose benutzt:
ein mit einer Videokamera beobachtbarer Szintillator, zwei Vieldraht-Proportionalkammern, einen Halo-Detektor und schließlich ein Strahlhodoskop.

Das Einfädeln des Strahls geschah nach der folgenden Vorgehensweise. Der vom SIS extrahierte Strahl traf zuerst auf das Szintillationstarget das mit der Videokamera beobachtet wurde. Erst nachdem der Strahl dort in die Mitte gebracht war, wurde der Strahl durch den INDRA-Detektor geführt. Er ging dort durch den Halo-Detektor, die Eintrittsblende, dann das Target und schließlich durch die Ionisationskammer und das Strahlhodoskop. Mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern vor und hinter dem INDRA-Detektor wurde der Strahl optimal ausgerichtet. Während des Experiments diente der Halo-Detektor auch als eine Sicherung. Wird dort eine bestimmte Intensität überschritten, wird das als Abweichung des Strahls von der Sollbahn interpretiert und die Strahlanforderung unterbrochen, damit kein Schaden an den Detektoren entsteht (Veto-Zähler) [Turz 98]. Das Hodoskop erlaubte während des Experiments eine schnelle Analyse der Strahlrichtung.

Um den Teilchenfluß zu bestimmen, benutzte man die hinter INDRA angebrachte Ionisationskammer. Um sie zu eichen, wurde ein Plastikszintillator verwendet, der Bestandteil des Strahlhodoskops ist.

3 Experimenteller Teil

3.1 Aufbau des Strahlhodoskops

Ein Hodoskop ist eine ortsauflösende Zähleranordnung, die bei Streuexperimenten mit Elementarteilchen verwendet wird. Es gestattet innerhalb eines großen Raumwinkels die Richtung der gestreuten Teilchen zu bestimmen. Ein Hodoskop kann durch Szintillatoren realisiert werden, die gitterartig eine Fläche überdecken. Mit Hilfe logischer Schaltungen läßt sich aus den Koinzidenzen der Zähler das Strahlprofil bestimmen. Es kann damit bei niedrigen Strahlflüssen zur Zählung der Strahlteilchen verwendet werden.

Das Strahlhodoskop soll mehrere Anforderungen erfüllen: eine einfache Geometrie haben, die es erlaubt die Ausdehnung des Strahls zu bestimmen, die Möglichkeit besitzen auf zu hohe Strahlintensität oder Veränderungen des Strahlprofils zu reagieren und schließlich einen zentralen Detektor haben, um die Ionisationskammer zu eichen.
Die Grundlage bilden vier Szintillatorplatten (160 x 80 x 4 mm^3) vom Typ NE104 mit Photomultiplier deren prinzipielle Positionierung in Abbildung 3-1 zu sehen ist. Je zwei dieser Platten sind in der vorderen Ebene horizontal und in der hinteren Ebene vertikal ausgerichtet. Sie bilden also ein Gitter. Die Platten können nun parallel zueinander verschoben werden. Sie können entweder ganz beisammen liegen und sich vollständig überdecken oder in der Mitte ein rechteckiges Loch variabler Größe (max. 5 x 5 cm^2) lassen. Die Genauigkeit mit der die Szintillatorplatten verschoben werden konnten lag bei 1 mm. Bei den späteren Messungen des Eichfaktors wurde im wesentlichen nur zwischen zwei Lochgrößen unterschieden. Eine „open“-Position (größte mögliche Öffnung) und eine „close“-Position (2,5 x 2,5 cm^2). Das rechteckige Loch in der Mitte kann durch einen weiteren Szintillator abgedeckt werden (30 x 30 x 2 mm^3), mit dem es möglich ist den Teilchenfluß zu bestimmen bzw. die Ionisationskammer zu eichen (M-Zähler). Dieser Zähler kann aus dem Strahl gezogen werden, um nicht während des ganzen Experiments den Ionenstrahlen ausgesetzt zu sein. Dadurch kann eine Schädigung des Szintillators durch die Strahlionen weitgehend vermieden werden. Die Bezeichnung der zwei Positionen M-Zähler im Strahl und M-Zähler nicht im Strahl war „M-unten“ bzw. „M-oben“. Aus der Bezeichnung der Platten ergab sich das Kunstwort UDEW (sprich: judu) für das Strahlhodoskop.

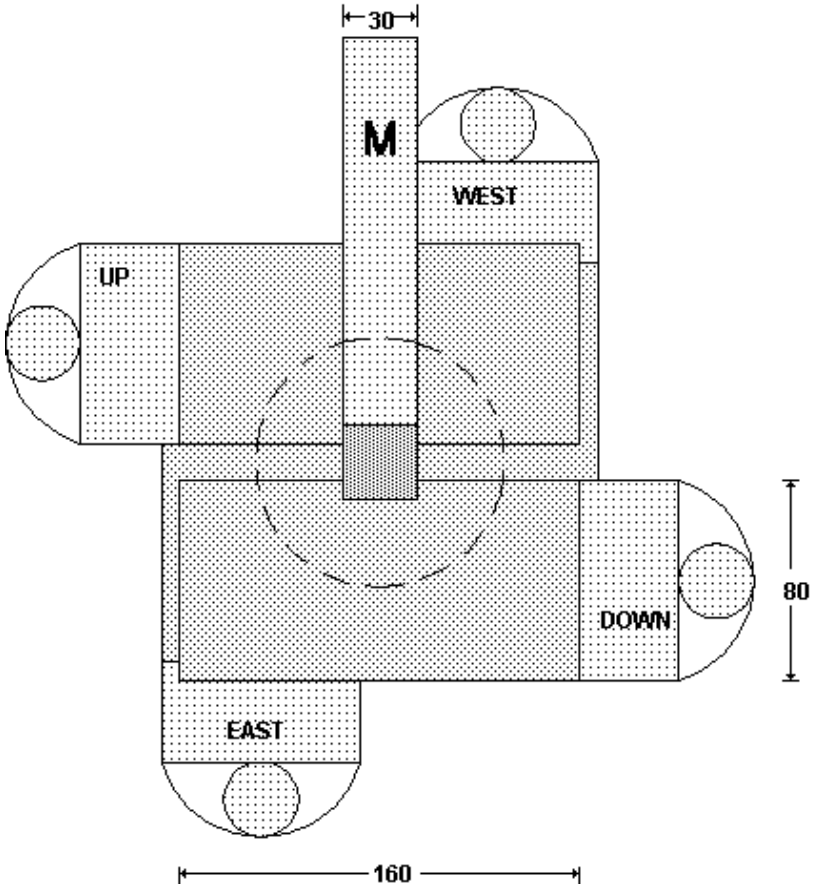

Abbildung 3-1: Blick auf das Strahlhodoskop UDEW aus der Strahlrichtung in der Position „close“. Die vier als Gitter angeordneten 4 mm dicken Szintillatoren mit „Schwalbenschwanz“ und in der Mitte der 2 mm dicke Plastikszintillator mit Lichtleiter. Der gestrichelte Kreis stellt die 10 cm breite Öffnung zum Strahl in der Grundplatte, auf der das Hodoskop befestigt war, dar.

Die Szintillatorplatten sind jeweils über einen sogenannten „Schwalbenschwanz“ auf die Lichtleiter geklebt, die das Szintillationslicht zu den Photomultipliern leiten. Das schnelle Signal aus dem Photomultiplier, das typisch eine Anstiegszeit von wenigen Nanosekunden hat, geht in einen Diskriminator, der auf eine Schwelle von 100 mV gesetzt wurde. Der entstehende logische Puls, mit einer Breite von 20 ns, wird gezählt und die Zählrate auf einem Monitor dargestellt oder über einen CAMAC-Zähler in die INDRA-Datenaufnahme integriert.

Die Signale aus den Diskriminatoren konnten mit logischen Gattern miteinander verschaltet und somit die Ortsauflösung verfeinert werden. In Abbildung 3-2 ist der Aufbau der Ausleseelektronik zu sehen. Beispielsweise waren Treffer im *RING* (R) = Treffer in *UP* OR *DOWN* OR *EAST* OR *WEST*.

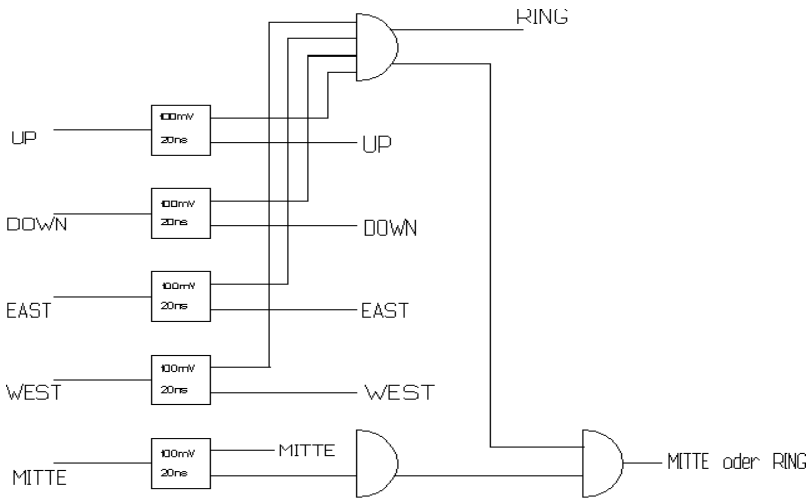

Abbildung 3-2: Die Signale aus den Photomultipliern des Hodoskops gehen zunächst durch Diskriminatoren, die 20 ns breite Pulse erzeugen. Diese werden zum einen direkt gezählt und zum zweiten durch ein ODER-Gatter verschaltet.

Die verwendeten Photomultiplier vom Typ PM2012/B der Firma PHILIPS/VALVO besitzen eine Photokathode mit 30 mm Durchmesser und 10 Dynoden. Sie werden mit einem passiven Spannungsteiler bei einer Hochspannung von 1,10-1,40 kV betrieben. Die Spannung wurde so gewählt, daß die Rauschamplituden der Röhren bei 5 mV lagen. Beim Überprüfen einer Detektoreinheit, bestehend aus Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplierröhre, mit β-Teilchen aus einer ^{207}Bi und eine ^{90}Sr Quelle, wurde dann ein Signal-Rausch-Verhältnis von besser als 15:1 gemessen.

Das zusammengebaute Hodoskop mußte auf der Achse des Schwerionenstrahls exakt fixiert werden. Dies geschah mit einem Fernrohr, das von einer Vermessungsfirma genau in Strahlrichtung ausgerichtet worden war. Mit dem Fadenkreuz im Fernrohr konnte das Hodoskop auf einen halben Millimeter genau justiert werden. In dieser Position wurde es festgeschraubt.

3.2 Aufbau und Eichung der Ionisationskammer

3.2.1 Aufbau der Ionisationskammer

Für den Kohlenstoffstrahl der dritten Kampagne mußte eine neue strahlresistente Ionisationskammer für die Messungen gebaut werden. Die vorherige erlitt im hochionisierenden Xenonstrahl während der zweiten Kampagne erhebliche mechanische Schäden. Die Elektroden aus Mylarfolie wurden regelrecht durchschossen. In der neuen Ionisationskammer wurde als Anoden- und Kathodenmaterial metallisiertes Polyestergewebe Typ. 110 TM der Firma Koenen verwendet (Fadenstärke: 38 µm, lichte Maschenweite: 54 µm). Diese Bauart hatte sich schon bei anderen Experimenten im Kohlenstoffstrahlstrom bewährt.
Der Aufbau der Kammer ist in Abbildung 3-3 zu sehen. Es ist eine Zwillingsionisationskammer. In der Mitte befindet sich die Kathode und in einem Abstand von je 9,4 mm davor und dahinter die Anoden. Sie wurde mit 22,4 µm dicken aluminierten Kapton-Folien an den beiden Enden von der Umgebungsluft abgeschlossen. Dem Füllgas, bestehend aus 80% Argon und 19% Kohlendioxid, wurde im Durchfluß 1% n-Heptan beigemischt.
Die Ionisationskammer war in einem Abstand von 7 cm hinter dem Drucktank, indem sich INDRA befindet, aufgestellt.

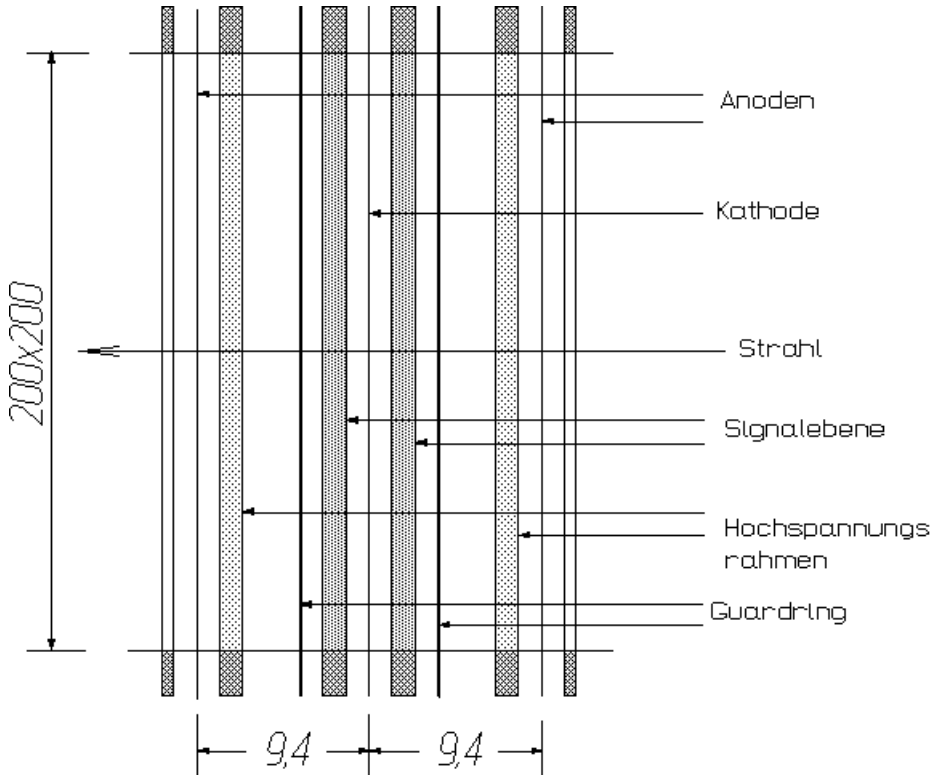

Abbildung 3-3: Durchschnitt durch die Zwillings-Ionisationskammer. Der Abstand zwischen Anode und Kathode beträgt je 9,4 mm. Die Fensterfläche ist 200 x 200 mm^2 groß. Das Füllgas besteht aus 80% Argon und 19% CO_2 mit im Durchfluß beigemischten n-Heptan (1%).

Das Signal der Ionisationskammer, ein elektrischer Strom, wurde einem Strom-Frequenzwandler (I-F-Wandler) zugeführt, der an seinem Ausgang eine schnelle Pulsfolge liefert, deren Frequenz proportional zur Stromstärke ist. Dabei entspricht ein Strom von 1 pA einem Puls pro Sekunde. Der I-F-Wandler kommt bei einer Pulsfrequenz von über 200 kHz (also 200 nA) in die Sättigung; folglich darf der Kammerstrom 200 nA nicht überschreiten. Im Experiment wurde hierzu ein Stromteiler benutzt. Ein Offset des I-F-Wandlers begrenzt den minimalen Kammerstrom auf 100 pA. Er ist der Kennlinie in Abbildung 3-4 zu entnehmen.

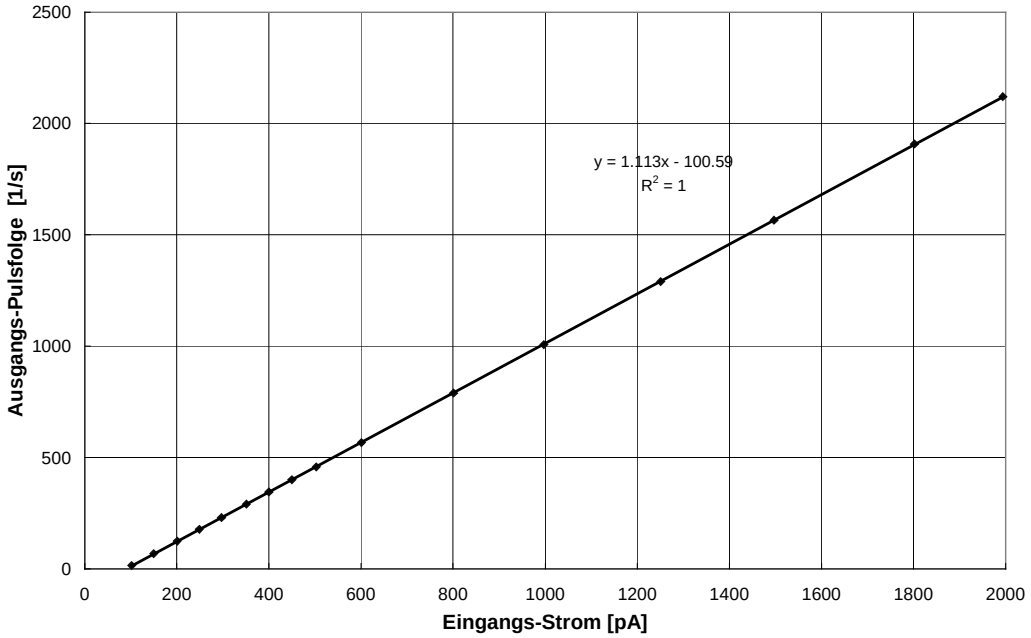

Abbildung 3-4: Kennlinie des an die Ionisationskammer angeschlossenen Strom-Frequenz-Wandlers.

Das Schaltbild des verwendeten Stromteilers ist in Abbildung 3-5 dargestellt. Dem Teiler ist ein Tiefpaß beigeschaltet, welcher den Wechselspannungsanteil heraushält. Rechnerisch erhält man einen Stromteilerwert von (R1 + R2)/R2 = 8,56. Eine Teilermessung mit einer Stromquelle ergab den gleichen Wert. Vergleiche der Ionisationskammerzählraten bei gleicher Strahlintensität mit und ohne Teiler bei den Energien 95 und 300 AMeV ergaben einen Wert um 9, was durch den Innenwiderstand der Ionisationskammer erklärbar wird. Es wurde als Stromteilerwert stets der Wert 9 verwendet.

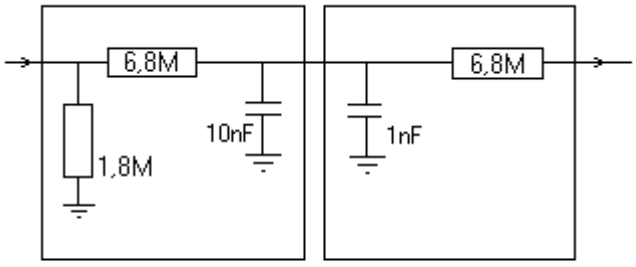

Abbildung 3-5: Der in der dritten Kampagne verwendete Stromteiler und Tiefpaß. Aus R1 = 13,6 MΩ und R2 = 1,8 MΩ ergibt sich eine Stromerniedrigung um den Faktor 8,56.

Bei welchen Strahlenergien muß der Teiler verwendet werden?
Zur Beantwortung der Frage genügt folgende Abschätzung: Bei 95 AMeV beträgt der Energieverlust eines Kohlenstoffions in der Ionisationskammer 0,036 MeV/mm. Bei einer Breite der aktiven Zone von 18,8 mm ist der totale Energieverlust also 0,68 MeV. Folglich wird von einem Teilchen eine Ladung von $3{,}65*10^{-15}$ C freigesetzt ($1{,}602*10^{-19}$ C * 0,68 MeV/30 eV). Bei 10^8 Teilchen pro Sekunde entspricht dieses einem Strom von 365 nA, der zur Sättigung des Wandlers führt. Bei 1000 AMeV beträgt der Strom nur ca. 110 nA. Der Teiler wurde bei den Strahlenergien 95, 300, 600 und teilweise 1000 AMeV eingesetzt.

3.2.2 Theoretische Abschätzung der Eichfaktoren

Zur Abschätzung der Eichfaktoren (EF) wird der Energieverlust von Kohlenstoffionen in der Ionisationskammer berechnet. Bei der Annahme, daß zur Erzeugung eines Ion-Elektron-Paares eine Energie von 30 eV benötigt wird (W-Faktor), läßt sich die erzeugte Ladung pro Strahlteilchen und folglich der nachweisbare Strom berechnen. Daraus ergibt sich dann der Eichfaktor, der angibt, wieviel Strahlionen pro Sekunde notwendig sind, um in der Ionisationskammer einen Strom von 1 pA zu erzeugen, bzw. einen Puls am Ausgang des I-F-Wandlers („Tick“) zu zählen.
Der Energieverlust der Ionen bei den verschiedenen Energien wurde mit dem Programm TRIM92[5], welches die Bethe-Bloch Gleichung zur Grundlage hat, bestimmt. Als Ionisationsmedium wurde ein Gemisch von 80% Argon und 20% CO_2 bei einem Druck von 1 atm verwendet. Die Dichte der Mischung beträgt $1{,}8217*10^{-3}$ g/cm^2. Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abbildung 3-6 dargestellt.

[5] Das Programm TRIM92 wurde von J.F. Ziegler und J.P. Biersack geschrieben, um die Reichweite von Ionen in Festkörpern zu berechnen. Es ermöglicht auch den Energieverlust und die Reichweite von Ionen in zusammengesetzten Target mit bis zu fünf verschiedenen Elementen zu bestimmen. Das Programm ist bei der GSI erhältlich.

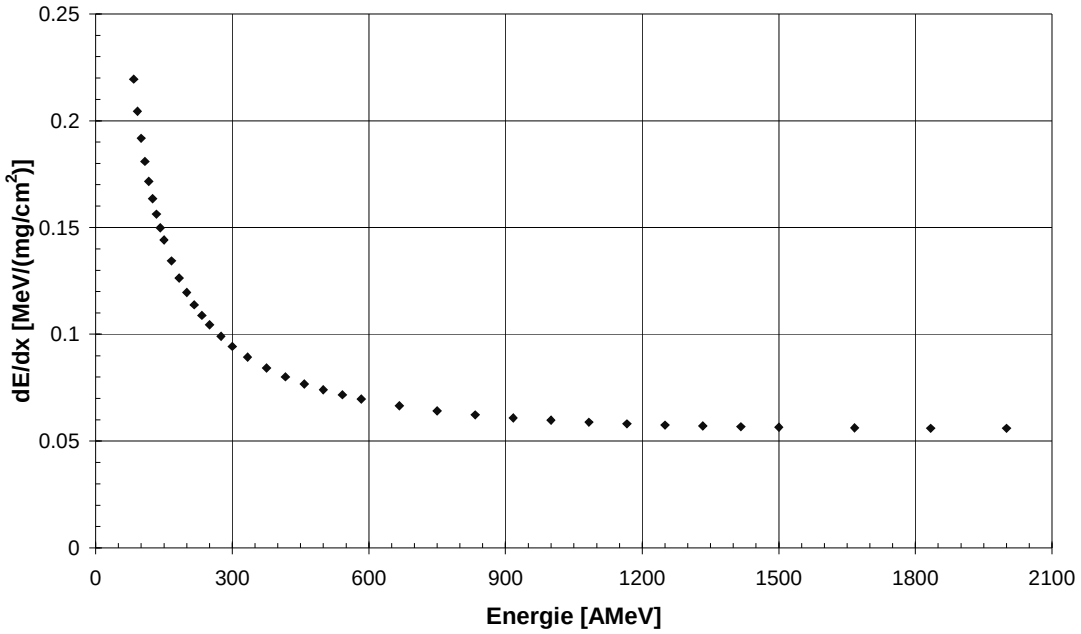

Abbildung 3-6: Energieverlust (nach Bethe-Bloch) von Kohlenstoffionen in einem Gasgemisch von 80% Ar und 20% CO_2.

Die aktive Zone der Ionisationskammer der dritten Kampagne ist 18,8 mm breit. Aus dieser Information, der Dichte des Gases und dem Energieverlust aus Abbildung 3-6 erhält man die Energiedeposition eines Kohlenstoffions in der Kammer. Sie ist für die verschiedenen Energien in der Tabelle 3-1 aufgelistet.
Für den Eichfaktor gilt dann folgenden Formel, welche die Anzahl der Teilchen für einen „Tick“ angibt.

$$Eichfaktor = \frac{1pA * W - Faktor}{Elementarladung * Energiedeposition}$$

Die nach der obigen Formel berechneten Eichfaktoren sind in Tabelle 3-1 zusammengefaßt.

Energie [AMeV]	***E_{total} [GeV]***	***ΔE in der Ionisati-onskammer[MeV]***	***freigesetzte Ladung in der Ionisationskammer [C]***	***Eichfaktor [Teilchen/Tick]***
95	1,14	0,6827	3,65E-15	274
300	3,6	0,3232	1,73E-15	579
600	7,2	0,2365	1,26E-15	792
1000	12	0,2045	1,09E-15	916
1800	21,6	0,1918	1,02E-15	977

Tabelle 3-1: Energieverlust von Kohlenstoffionen in einem Gasgemisch von 80% Ar und 20% CO_2 und der daraus folgende Eichfaktor für die Ionisationskammer.

3.2.3 Experimentelle Bestimmung der Eichfaktoren

Die Ionisationskammer hinter INDRA ermöglicht es den Teilchenfluß zu bestimmen. Zu ihrer Eichung wurde der UDEW mit dem M-Zähler verwendet. Der Vergleich der Zählraten zwischen Ionisationskammer und M-Zähler kann nur in einem beschränkten Bereich des Teilchenflusses durchgeführt werden. Dabei ist die untere Schranke durch die Empfindlichkeit in der Strommessung der Ionisationskammer und die obere Schranke durch die Sättigung des Szintillationszählers gegeben.

Bei festen Energieeinstellungen des Schwerionensynchrotrons (SIS) wurde die Intensität des extrahierten Ionenstrahls variiert und jeweils die Zählraten pro Spill[6] von Ionisationskammer und M-Zähler aufgeschrieben (zwei bis vier Messungen je Einstellung). Um zu gewährleisten, daß auch alle Teilchen erfaßt werden, wurde ebenfalls der Zählerwert des *RING*s (R) notiert. R ist vor allem dann wichtig, wenn mit Target gemessen wird, da dann der Strahl aufgefächert wird, d.h. die elastisch gestreuten Teilchen durch R gehen. Dies war bei einer der Messungen bei 300 AMeV der Fall. Die Zählraten pro Spill von Ionisationskammer und M (bzw. M OR R), werden in einem Diagramm gegeneinander aufgetragen. Die Fehlerbalken der Werte sind in den Abbildungen stets kleiner als die Punkte. Aus der anschließenden linearen Regression im linearen Bereich lassen sich aus der Steigung der Geraden die Eichfaktoren bestimmen.

Es wurde versucht, die weiteren Zähler des Strahlhodoskops zu verwenden, um die Eichkurven zu hohen Intensitäten fortzusetzen. Sie können von der Strahlachse weiter entfernt positioniert werden und sättigen daher erst bei höheren Strahlintensitäten. So sollte eine Brücke von den niedrigen zu den hohen Intensitäten geschlagen werden. Dies wurde bei 300 und 600 AMeV versucht, erwies sich aber als zu ungenau.

Die Teilchenanzahl ab der der M-Zähler sättigt wurde bei der Strahlenergie von 1000 AMeV experimentell bestimmt. Dazu wurde in der Abbildung 3-7 die M-Zählrate über der Ionisationskammer-Zählrate aufgetragen.
Experimentell ergibt sich bei 1000 AMeV eine Sättigung von 0,5% bei einer Teilchenzahl von ca. 1.5 Millionen. Die Energiedeposition eines Kohlenstoffteilchens bei dieser Energie im Plastikszintillator ist 8,93 MeV/mm. Also haben 1.500.000 Teilchen ein ΔE von 13.395.000 MeV. Dadurch lassen sich die oberen Schranken des linearen Bereiches von M bei den anderen Energien abschätzen. Sie sind in der Tabelle 3-2 aufgelistet.

[6] Strahlextraktionszeit; typisch 4 Sekunden.

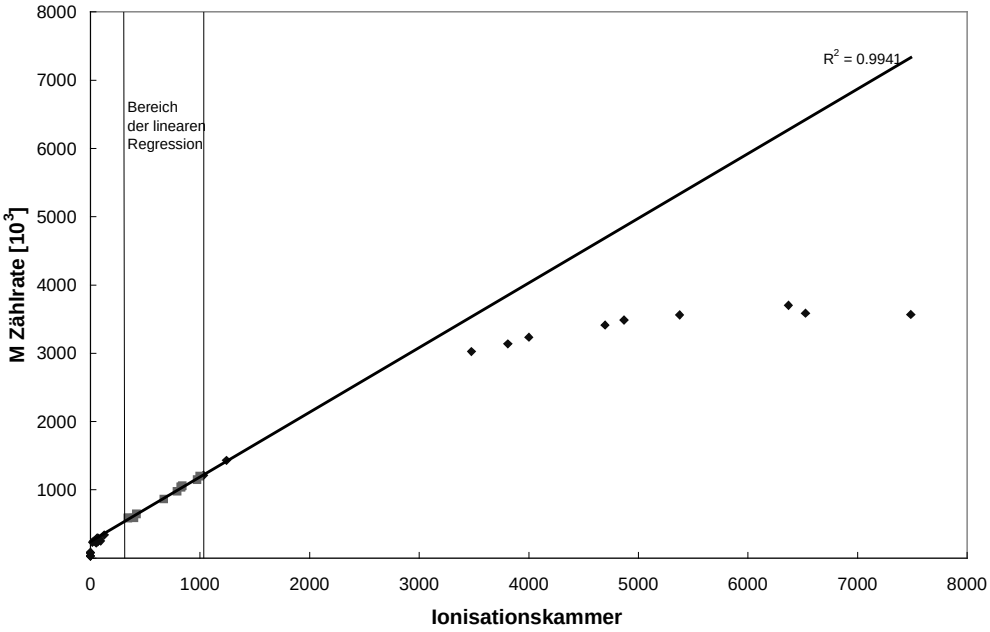

Abbildung 3-7: Aufgetragen ist die M Zählrate über der Ionisationskammer bei 1000 AMeV. Aus der Geraden läßt sich abschätzen ab welcher Teilchenzahl M zu sättigen beginnt. Bei 1,5 Millionen beträgt die Sättigung 0,5%.

Strahlenergie	Energieverlust in M	Obere Schranke
1000 AMeV	8,93 MeV/mm	$1.5*10^6$ Teilchen
600 AMeV	10,4 MeV/mm	$1.3*10^6$ Teilchen
300 AMeV	14,3 MeV/mm	$94*10^4$ Teilchen
95 AMeV	31,7 MeV/mm	$43*10^4$ Teilchen

Tabelle 3-2: Abschätzung der oberen Schranke des linearen Bereichs für die Eichung

Eine weitere Messung bei 300 AMeV, die in Abbildung 3-8 dargestellt ist, bestätigt die Schätzungen. Die Bereiche für die lineare Regression zur Bestimmung der Eichfaktoren, wurden immer weit unter dieser oberen Schranke abgebrochen.

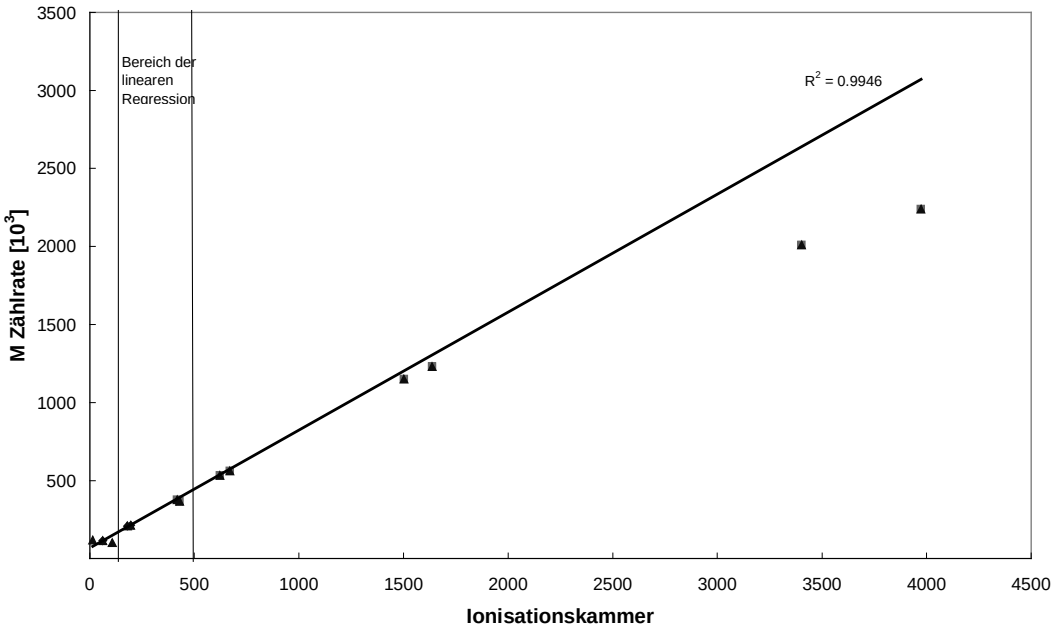

Abbildung 3-8: Diagramm M-Zählers gegen Ionisationskammer bei 300 AMeV. Die Sättigung beträgt bei einer Zählrate von 700.000 etwa 1%.

Aus diesen Eichkurven erhält man auch den Offset des I-F-Wandlers. Der Schnittpunkt der Geraden mit der x-Achse gibt an, um wieviel die Zählrate der Ionisationskammer erhöht werden muß, damit die Gerade durch den Nullpunkt geht. Durch Addition dieses Wertes für jede gemessene Rate kann die Ionisationskammerrate korrigiert werden, so daß die Eichkurve durch den Nullpunkt geht (siehe Abbildung 3-7 und Abbildung 3-8).

3.2.4 Verhalten der Ionisationskammer bei hohen Intensitäten

Die Eichungen fanden bei niedriger Strahlintensität statt, die Experimente bei hoher. Hohe Strahlintensität bedeutet bei dieser Ionisationskammer (mit Teiler) eine Zählrate ab 10.000 Ticks pro Spill. Nur wenn sich die Ionisationskammer auch dort linear verhält, lassen sich die Eichungen zu hohen Teilchenflüssen extrapolieren.
Bei einem Kohlenstoffstrahl hoher Intensität, einer Energie von 95 AMeV und mit einem Target in INDRA wurden die Zählraten der Ionisationskammer (mit Stromteiler), des M–Zählers (in der Position „oben“) und die des *RING*s gemessen. Abbildung 3-9 zeigt die Linearität der Ionisationskammer bis zu den höchsten Intensitäten. Die Messung bei 300 AMeV bestätigt die Linearität (siehe Abbildung 3-10).

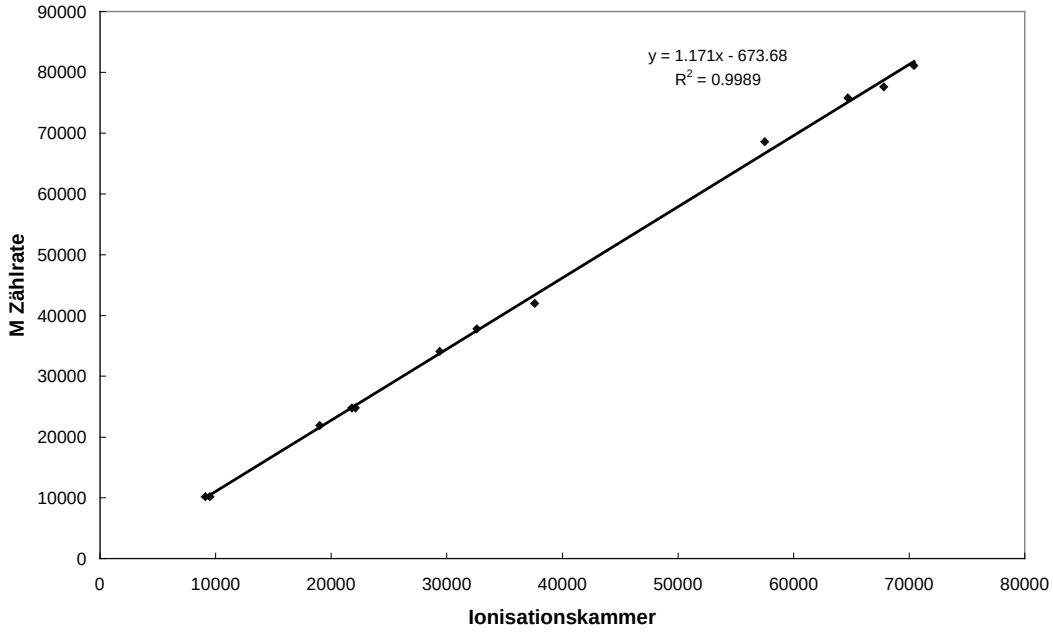

Abbildung 3-9: Aufgetragen ist die Zählrate pro Spill von M in der Position „oben“ und der Ionisationskammer. Man erkennt die gute Linearität der Ionisationskammer bis zu den höchsten Intensitäten.

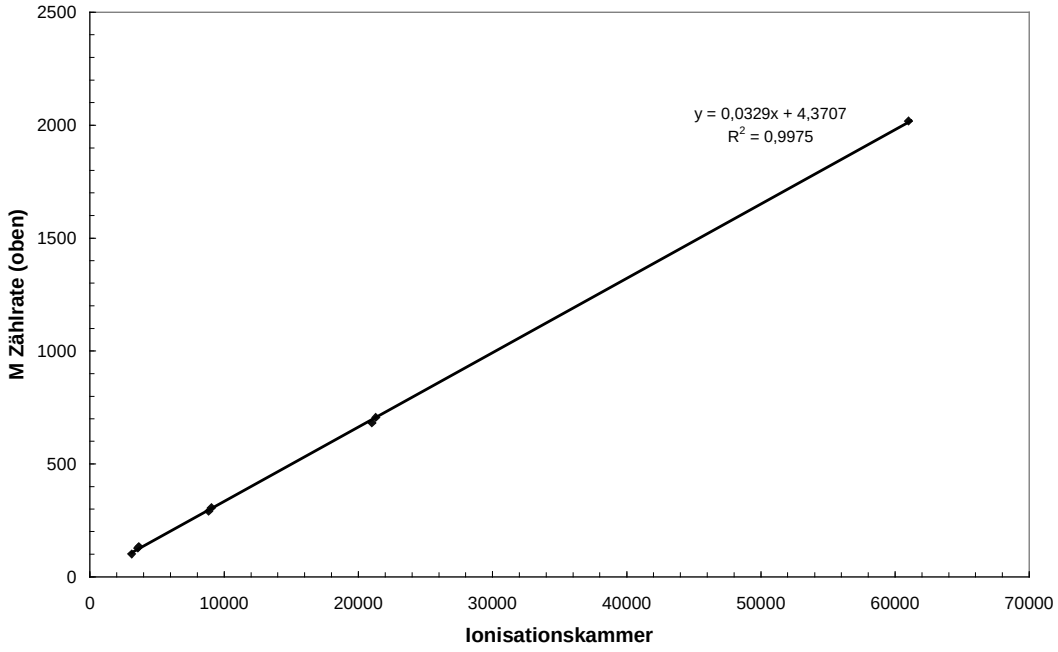

Abbildung 3-10: Linearität der Ionisationskammer bis zu den höchsten Intensitäten gemessen bei 300 AMeV Strahlenergie.

3.2.5 Eichfaktor bei 95 AMeV Kohlenstoffstrahl

Bei einer Strahlenergie von 95 AMeV wurde der Ionisationskammerstrom ohne Teiler bei niedrigen Intensitäten mit den M- und R-Zählern direkt geeicht. Dabei stand das Hodoskop auf der Position „close“. Notiert wurden jeweils die Zählraten pro Spill von Ionisationskammer, M, R und M AND R. In der Abbildung 3-11 ist M OR R (= M + R - (M AND R)) über der Ionisationskammer aufgetragen.

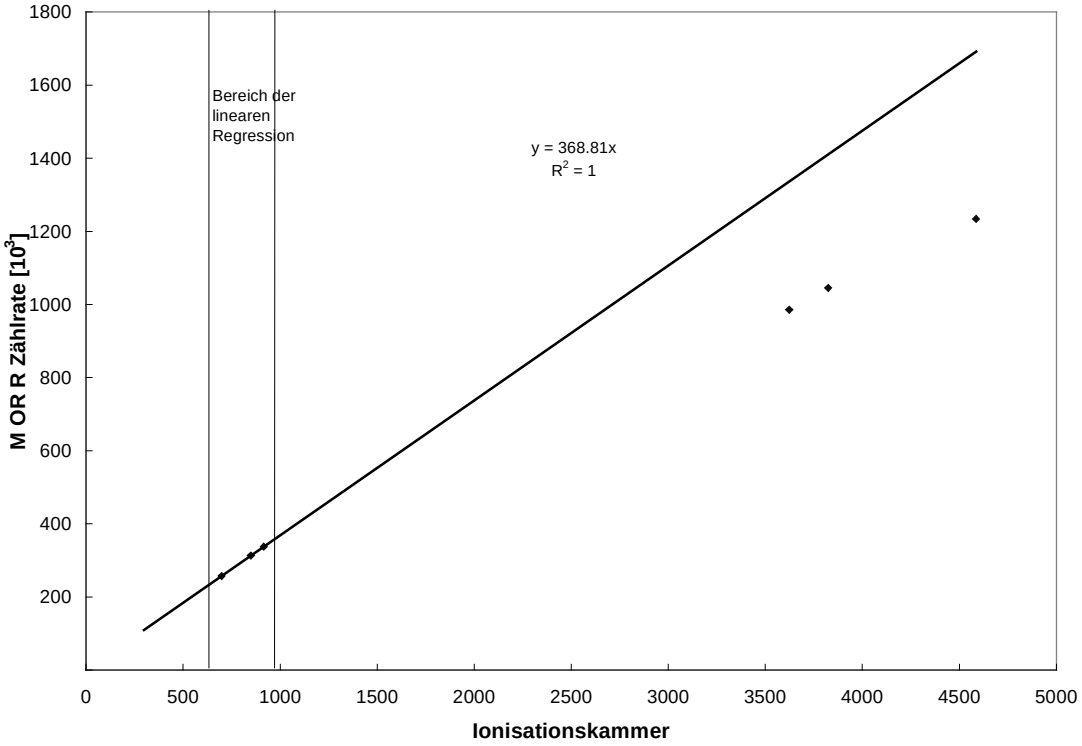

Abbildung 3-11: Der Eichfaktor bei 95 AMeV ergibt sich aus der Steigung der Geraden durch die drei Punkte im linearen Bereich. In der Darstellung wurde der Offset des I-F-Wandlers berücksichtigt, so daß die Eichgerade durch den Nullpunkt geht.

Der Eichfaktor ergibt sich direkt aus der Steigung der Regressionsgeraden durch drei Punkte zu: EF(95 AMeV) = 369 Teilchen/Tick. Die Punkte oberhalb einer Ionisationskammer-Zählrate von 3500 wurden nicht berücksichtigt, da sie weit außerhalb des Linearitätsbereichs liegen.

3.2.6 Eichfaktor bei 300 AMeV Kohlenstoffstrahl

Bei 300 AMeV Strahlenergie stehen zwei unabhängige Eichungen (A und B) zur Verfügung. Während der ersten Eichmessung A blieb das Target (Au 2,8 mg/cm^2) eingebaut. Die Strahlintensität wurde ausgehend von der kleinsten Einstellung hochgefahren. Die Zählraten pro Spill von Ionisationskammer, ohne Teiler, der Zähler M, R und M OR R wurden bei jeder Strahlintensitätseinstellung ausgelesen. Die Abbildung 3-12 zeigt die gemessenen Daten. Man erkennt deutlich die Sättigung der Szintillationszähler. Aus der Steigung der Geraden durch die ersten vier Punkte wurde direkt der Eichfaktor bestimmt. Der Eichfaktor der Messung A beträgt: EF_A(300 AMeV) = 699 Teilchen/Tick.

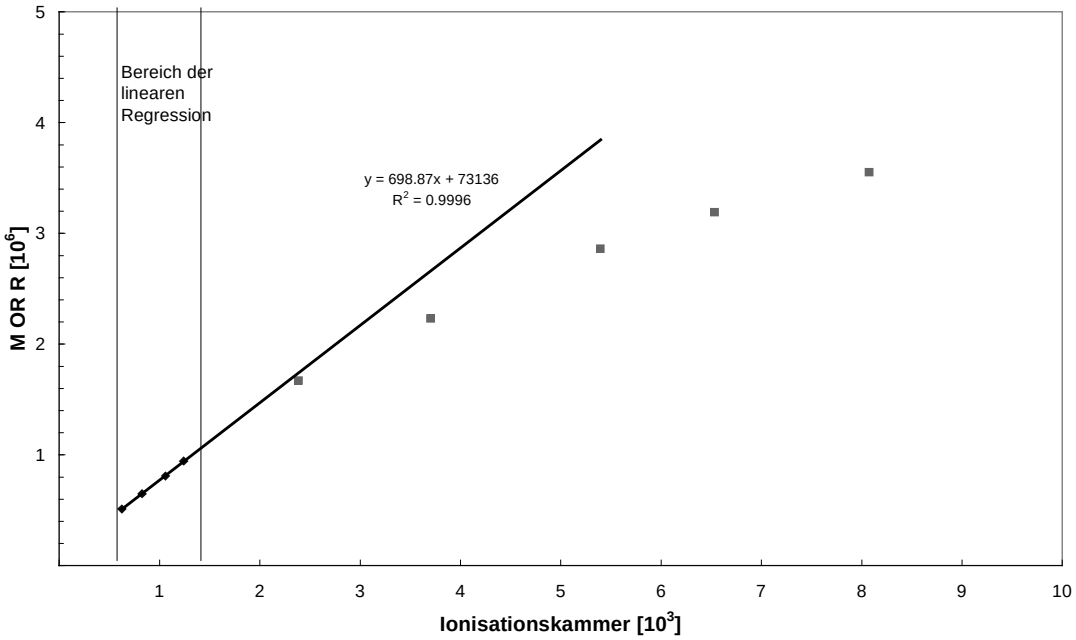

Abbildung 3-12: Messung A bei 300 AMeV mit Target. Die Geradensteigung durch die ersten vier Punkte ergibt den Eichfaktor.

Die Messung B erfolgte ohne Targetmaterial im Strahl. Da es dadurch keine Strahlauffächerung gibt, genügt es nur M zur Eichung zu nehmen. Notiert wurden wieder die Zählraten pro Spill der Ionisationskammer und aller Szintillatoren einzeln, d.h. M, R, *UP*, *DOWN*, *EAST* und *WEST*. *EAST* und *WEST* waren in der Position „close“, *UP* und *DOWN* in der Position „open“. Es wurde kein Teiler verwendet. Die Werte sind in Abbildung 3-13 dargestellt aus der der Eichfaktor abgelesen werden kann. Für die Messung B erhält man den Eichfaktor: EF_B(300 AMeV) = 731 Teilchen/Tick.

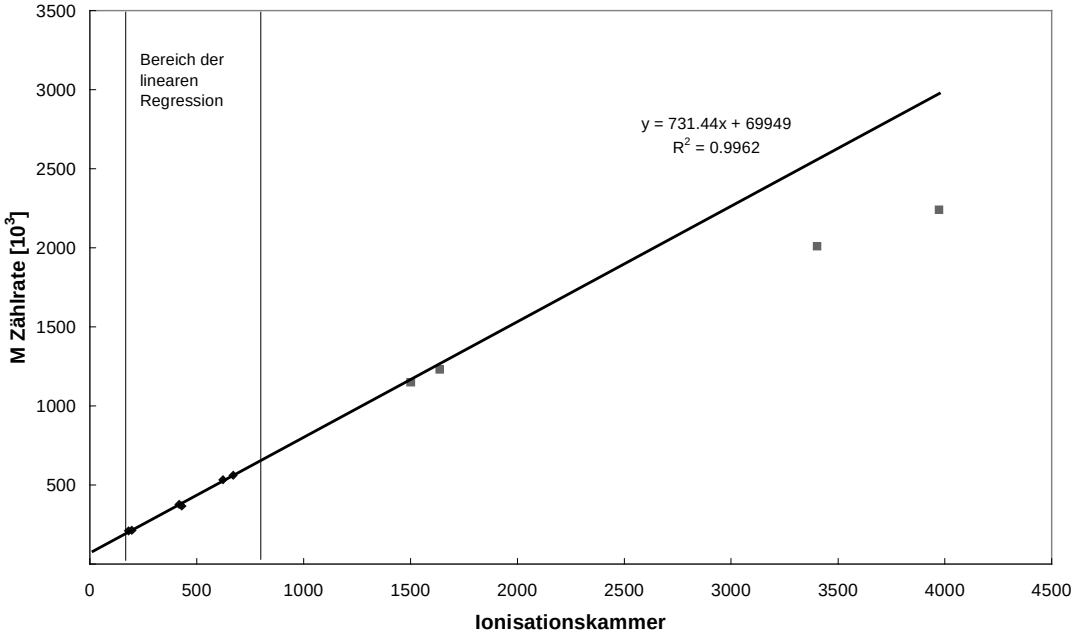

Abbildung 3-13: Messung B bei 300 AMeV. Der Eichfaktor ist gleich der Steigung der Geraden durch die Punkte im Bereich der Linearität.

Die aus den Eichungen A und B erhaltenen Eichfaktoren unterscheiden sich um 5%. Als Eichfaktor für die Energie 300 AMeV wurde der Mittelwert der beiden Messungen genommen: EF(300 AMeV) = 715 Teilchen/Tick.

3.2.7 Eichfaktor bei 600 AMeV Kohlenstoffstrahl

Bei 600 AMeV Strahlenergie wurden die Zählraten pro Spill von Ionisationskammer, M, den Koinzidenzen M AND R und allen Zählern des Strahlhodoskops notiert. Die Zähler *EAST* und *WEST* des Hodoskops waren in der Position „close“, *UP* und *DOWN* in der Position „open“. Der Teiler wurde nicht verwendet. Bei den hohen Intensitäten war der M-Zähler nicht im Strahl.

Es wurde versucht, bei möglichst vielen verschiedenen Strahlintensitäten im Linearitätsbereich zu messen. Zu diesem Zweck wurde die Teilchenzahl im SIS durch Einstellungen sowohl am Strippertarget als auch an der Ionenquelle variiert. Es stellte sich heraus, daß durch dieses Vorgehen unkontrollierbare systematische Fehler die Meßdaten verfälschten. Der Eichfaktor für die 600 AMeV Strahlenergie mußte daher indirekt bestimmt werden.

Die Ionisationskammer korreliert mit den übrigen Zählern des Hodoskops und so war eine Eichung mit diesen möglich. Diese erfolgte in zwei Stufen. Zuerst wurde die Zählrate pro Spill von M mit denen der Hodoskopzähler verglichen. Abbildung 3-14 zeigt das Diagramm der Koinzidenzen *UP + DOWN + EAST + WEST – RING* über M. Eine lineare Regression durch diese Punkte ergibt eine Eichung der Hodoskopzähler in Einheiten eines Teilchenflusses. Der Ionisationskammerstrom lag dabei entweder unter der Meßschwelle oder nur geringfügig über dem Offset des I-F-Wandlers.

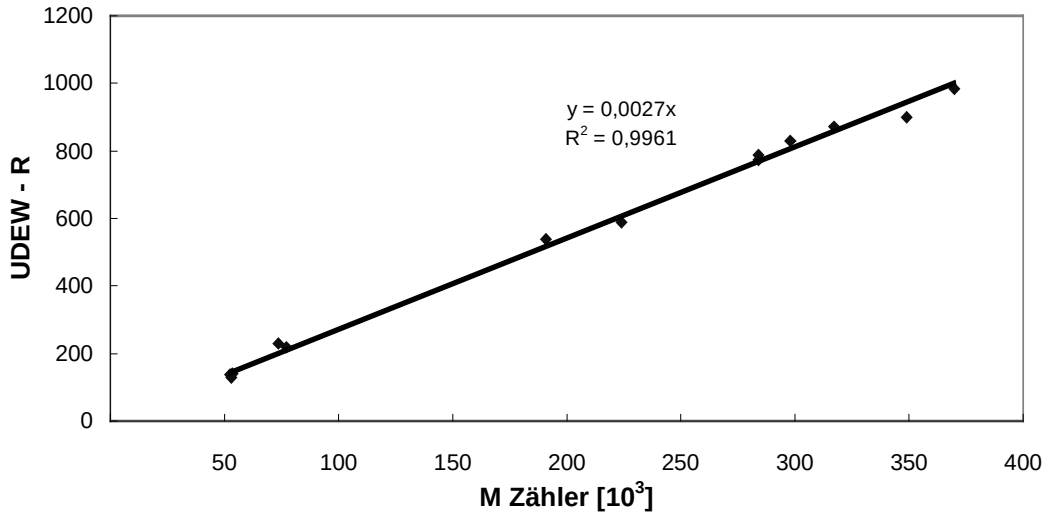

Abbildung 3-14: Lineare Abhängigkeit des M-Zählers mit den übrigen Zählern des Hodoskops (600 AMeV).

In der zweiten Stufe wurden die geeichten Hodoskopzähler mit der Ionisationskammer bei höheren Strömen verglichen. Dazu wurde die in Teilchen pro Spill geeichte Koinzidenzenzählrate im UDEW über dem Ionisationskammerstrom aufgetragen. Aus diesem Diagramm (Abbildung 3-15) ergibt sich durch lineare Regression der Eichfaktor zu: EF(600AMeV) = 895 Teilchen/Tick.

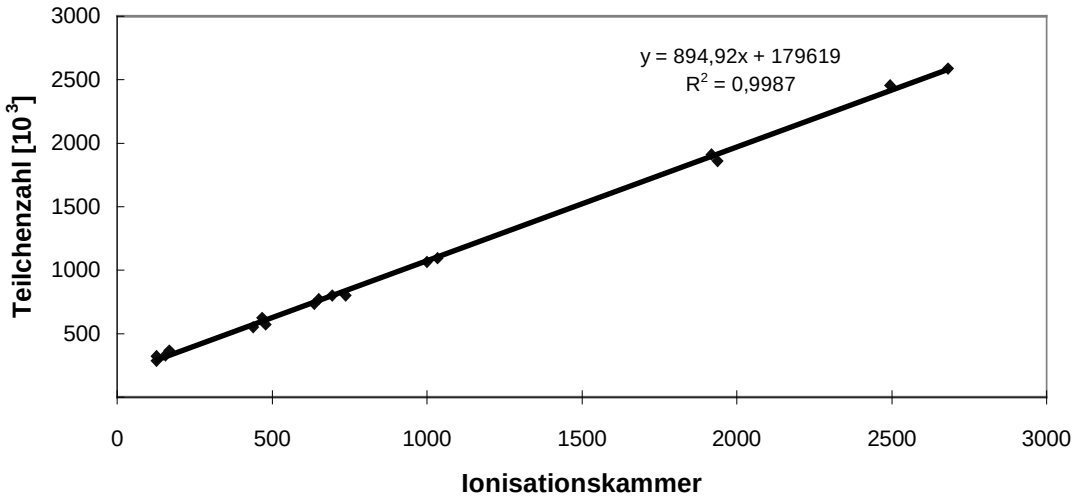

Abbildung 3-15: Darstellung der Teilchenzahl als Funktion der Ionisationskammerzählrate bei 600 AMeV. Die Teilchenzahl wurde mit Hilfe von Abbildung 3-14 aus der Koinzidenzzählrate des UDEW berechnet.

3.2.8 Eichfaktor bei 1000 AMeV Kohlenstoffstrahl

Bei dieser Energie wurde die Strahlintensität nur an einem Maschinenparameter, nämlich den Einschuß in den Alvarez verändert, damit systematische Fehlerquellen vermieden werden. Es wurden bei jeder Intensitätseinstellung mindestens drei, bei sehr niedriger Intensität mindestens sechs Messungen durchgeführt, um eine gute Statistik zu erhalten. Das Hodoskop war immer in der Position „close“, der M-Szintillator immer im Strahl und es wurde kein Stromteiler benutzt. Abbildung 3-16 zeigt die gemessenen Daten im Linearitätsbereich mit der Regressionsgeraden durch alle Punkte. Der Eichfaktor ergibt sich zu: EF(1000 AMeV) = 990 Teilchen/Tick.

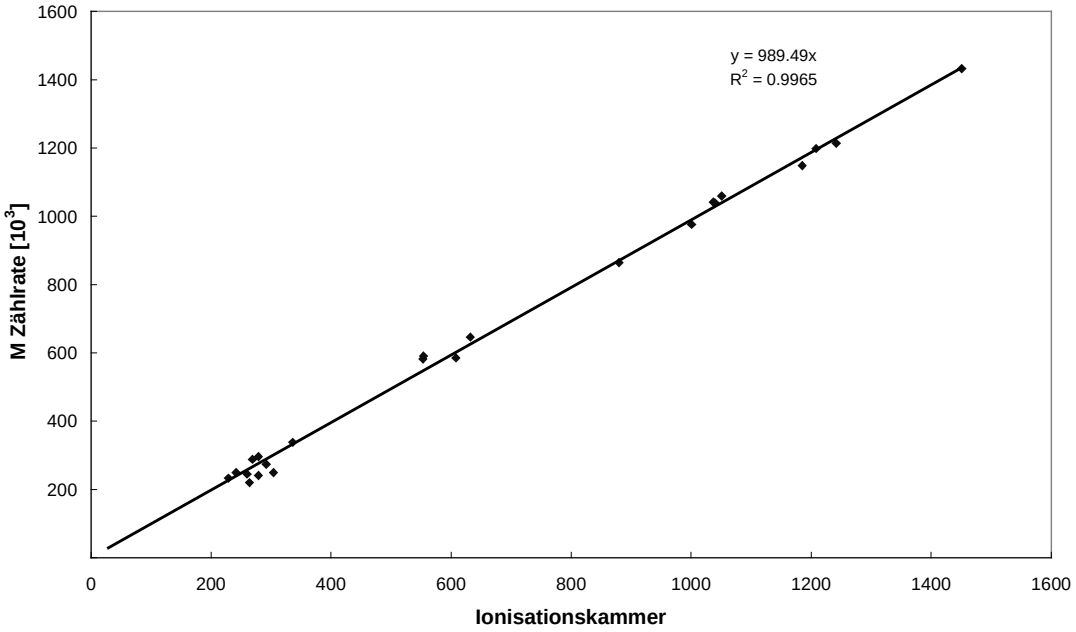

Abbildung 3-16: Für die Bestimmung des Eichfaktors bei 1000 AMeV wurde die Zählrate pro Spill von M über der der Ionisationskammer aufgetragen. Durch die Offset-Korrektur des I-F-Wandlers geht die Regressionsgerade durch Null. Die Steigung ist gleich dem Eichfaktor.

3.2.9 Eichfaktor bei 1800 AMeV Kohlenstoffstrahl

Aus Zeitgründen konnte die Ionisationskammer bei 1800 AMeV nicht direkt geeicht werden. Der Eichfaktor für diese Energie wurde aus dem Eichfaktor bei 1000 AMeV mit Hilfe der theoretischen Energieverluste skaliert.

$$(dE/dx)_{1000\,AMeV} / (dE/dx)_{1800\,AMeV} = 5{,}97 / 5{,}59 = 1{,}067$$

Somit ergibt sich der Eichfaktor zu: EF(1800 AMeV) = EF(1000 AMeV) * 1,067 = 1056 Teilchen/Tick.

3.3 Eichfaktoren aus den Strahlzeiten mit Gold und Xenon

Während der ersten Kampagne, mit Gold-Strahlen bei Energien zwischen 40 und 150 AMeV, wurde der Teilchenfluß mit einer Ionisationskammer, die einen Anoden- Kathodenabstand von 5 mm hatte, gemessen [Turz 98]. Die Kalibrierung der Kammer wurde mit Hilfe eines dünnen Plastikszintillators (100 µm) bei drei verschiedenen Energien durchgeführt. Die Eichfaktoren können aus der Abbildung 3-17 entnommen werden. Die Ionisationskammer hatte eine Hintergrundrate von 75 Ticks/s [Orth98].

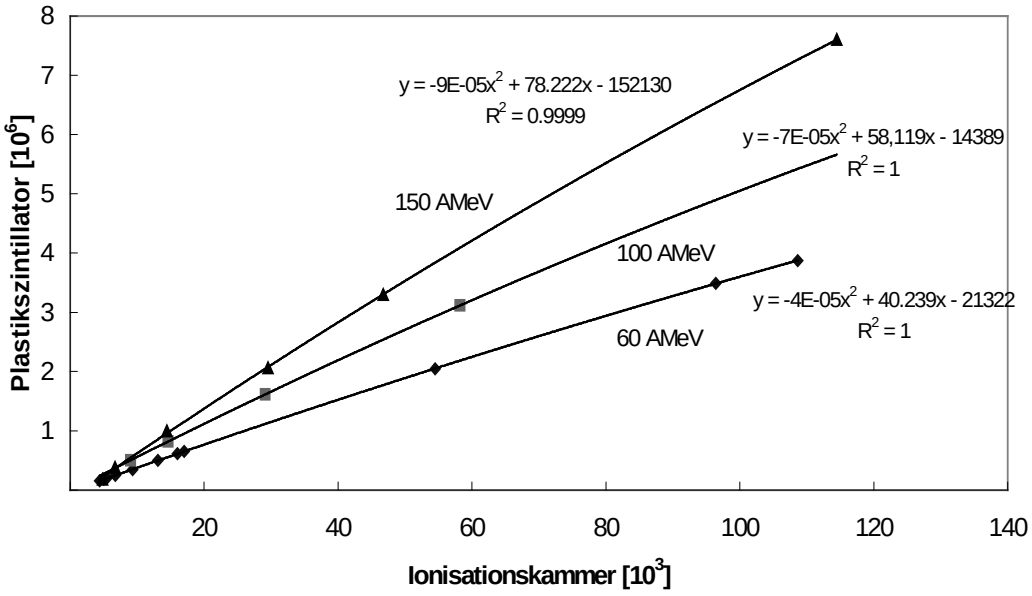

Abbildung 3-17: Aufgetragen ist die Zählrate des Szintillatorblatts über der der Ionisationskammer. Die Eichfaktoren aus der Gold-Strahlzeit wurden bei den drei Energien 60, 100 und 150 AMeV gemessen [Orth98]. Die Kurven wurden polynomisch an die Punkte angepaßt.

Während der zweiten Kampagne, mit Xe-Strahlen bei Energien zwischen 50 und 250 AMeV wurde eine Ionisationskammer mit einem Anoden- Kathodenabstand von 12 mm benutzt. Sie war stets mit einem Stromteiler von 45 an den I-F-Wandler angeschlossen. Geeicht wurde die Kammer mit dem gleichen Szintillatorblatt wie in der ersten Kampagne, diesmal bei allen Energien. Die Eichfaktoren sind der Abbildung 3-18 zu entnehmen. Die Ionisationskammer hatte keine Hintergrundzählrate [Orth98].

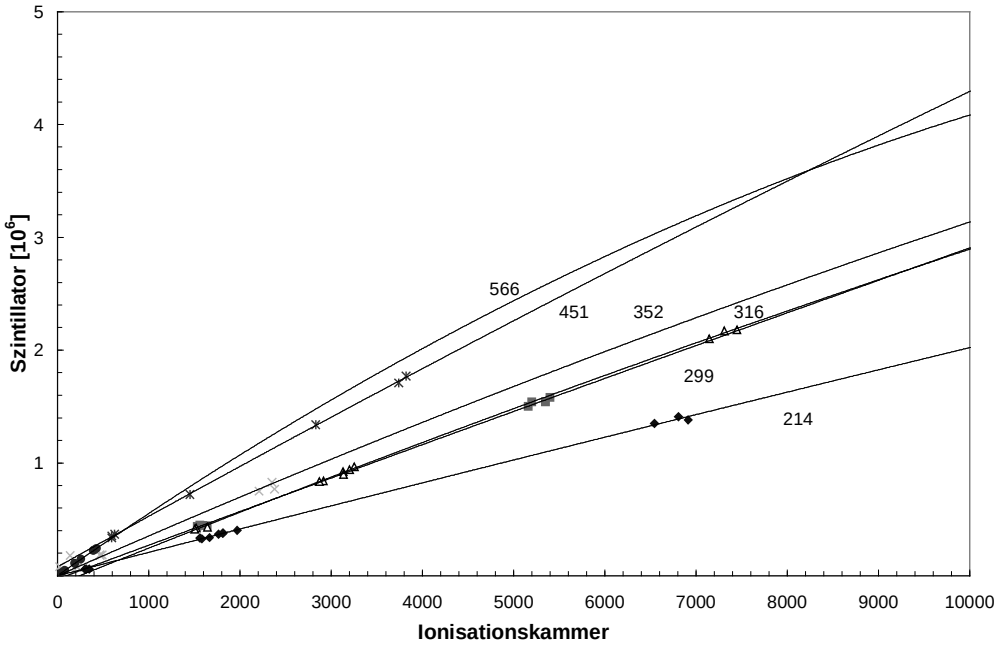

Abbildung 3-18: Die Eichfaktoren der zweiten Kampagne mit Xenonionen. Die Zahlen an den Kurven geben den Eichfaktor für die Energien an, die von oben nach unten gelesen 250, 150, 100, 80, 65, 50 AMeV sind.

Alle gemessenen Eichfaktoren der Xenon-Kampagne sind in Abbildung 3-19 zusammengefaßt. Aufgetragen ist der aus dem Eichfaktor berechnete W-Wert als Funktion der Energie, wobei bei 250 AMeV auf W = 37 eV pro primäres Ladungspaar normiert wurde.

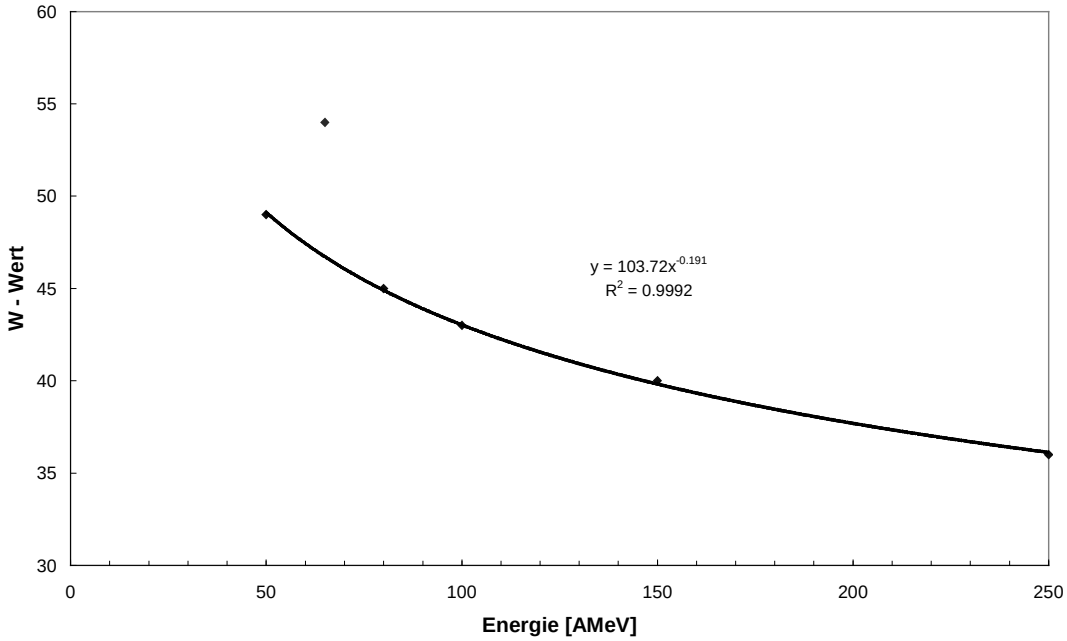

Abbildung 3-19: Trendlinie für den W-Faktor bei der Xenon-Strahlzeit. Aus ihr wurde der korrigierte Eichfaktor für die Strahlenergie 65 AMeV gewonnen.

Der zu hohe Wert bei E = 65 AMeV ist eine Folge der Alterung der Ionisationskammer. Aus einer Trendlinie der übrigen Werte wurde ein „korrigierter“ W-Wert bei 65 AMeV gewonnen und daraus ein verbesserter Eichfaktor berechnet: EF(65AMeV) = 271 Teilchen/Tick.

4 Ergebnisse

4.1 Zusammenfassung aller Eichfaktoren der Ionisationskammern

In der Tabelle 4-1 sind die Ergebnisse aller Eichungen, die im Verlauf der Experimente mit INDRA an der GSI durchgeführt wurden, aufgeführt.

	Strahl	Energie [AMeV]	Eichfaktor (EF) Teilchen/Tick	Eichung bei Runnummer
1. Kampagne	Au	40	31	Extrapoliert
	Au	60	41	4259 (ist Eich.)
	Au	80	50	Interpoliert
	Au	100	59	3420
	Au	150	80	4300
2. Kampagne	Xe	50	215	4633
	Xe	65	271	4624 (korrigiert)
	Xe	80	316	4598
	Xe	100	353	4509 und 4811
	Xe	150	451	4500
	Xe	250	566	4847
3. Kampagne	C	95	369	5107
	C	300	715	5114 und 5190
	C	600	895	5343
	C	1000	990	5426
	C	1800	1056	Skaliert

Tabelle 4-1: Zusammenfassung der Eichfaktoren für die Ionisationskammern bei den verschiedenen Energien und Strahlteilchen. Ebenfalls aufgeführt ist die der Eichung benachbarte Runnummer (Meßreihe). Es sei daran erinnert, daß die Daten mit verschiedenen Meßwerkzeugen gewonnen wurden (siehe Kapitel 3). Die Eichfaktoren beziehen sich immer auf Messungen ohne zusätzlichen Teiler.

Während der Au-Strahlzeit wurde stets ein Stromteiler mit dem Wert 10 verwendet, der im Eichfaktor integriert ist. Die Verwendung weiterer Stromteiler kann der Runliste im Anhang 6.2 entnommen werden.
Bei der Xe-Strahlzeit wurde ebenfalls stets ein Stromteiler an die Ionisationskammer angeschlossen. Dieser hatte einen Wert von 45 und ist ebenfalls bereits in den Eichfaktoren der zweiten Kampagne enthalten.
In der C-Strahlzeit gab es keinen Grundteiler der in die Eichfaktoren mitaufgenommen wurde. Der, vor allem bei niedrigen Energien verwendete, Stromteiler hatte einen Wert von 9.

Zur Berechnung der Strahlintensität ergeben sich somit folgende Formeln:

$$N = EF * M * IC$$

N ist die Anzahl der Strahlteilchen pro Spill. Mit IC werden die Ticks der Ionisationskammer pro Spill bezeichnet, so wie sie in den Originaldaten auf Band abgespeichert wurden. EF ist der Eichfaktor. M ist ein Multiplikator, in dem die Unterschiede in den verwendeten Stromteilern absorbiert worden sind. Die Werte von M sind in der Runtabelle im Anhang 6.2 für alle Datenfiles eingetragen. Sie sind für die Xenon-Strahlzeit stets eins.
Während der ersten Kampagnen mit Goldteilchen, war die Zählrate der Ionisationskammer nicht untergrundfrei. Es gilt darum eine leicht modifizierte Berechnungsformel:

$$N = EF * M * (IC - T_{spill} * 75)$$

wobei T_{spill} die Spill-Länge in Sekunden bedeutet. Die Korrektur ist nur für kleine Ionisationskammerzählraten relevant.

Der statistische Fehler der Eichfaktoren wird im wesentlichen durch die Genauigkeit der Regressionsgeraden bestimmt, für die der Korrelationskoeffizient ein Maß ist. Die Korrelation ist stets besser als 99%.
Bei den 300 AMeV wurde der Eichfaktor durch die Bildung des Mittelwertes zweier unabhängiger Messungen bestimmt. Der Fehler durch diese Rechnung beträgt 5%. Hieraus läßt sich abschätzen, daß systematische Einflüsse das Fehlermaß auf mindestens 5% anheben.
Bei der Xe-Strahlzeit beträgt der Unterschied des gemessenen W-Wertes bei 65 AMeV zum korrigierten 13%. Daraus folgt, daß aufgrund der defekten Ionisationskammer mit Fehlern der Eichfaktoren in dieser Größenordnung gerechnet werden muß.

4.2 Vergleich der gemessenen Eichfaktoren mit Energieverlustrechnungen

Die theoretischen Eichfaktoren werden in Abbildung 4-1 mit den experimentellen verglichen. Es folgt, daß die Energie, die in der Ionisationskammer zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares notwendig ist, mit W = 30 eV als zu klein angenommen wurde, da die theoretischen Eichfaktoren alle unter den gemessenen liegen. Der Verlauf der Eichkurve als Funktion der Energie entspricht dem theoretisch Erwarteten.

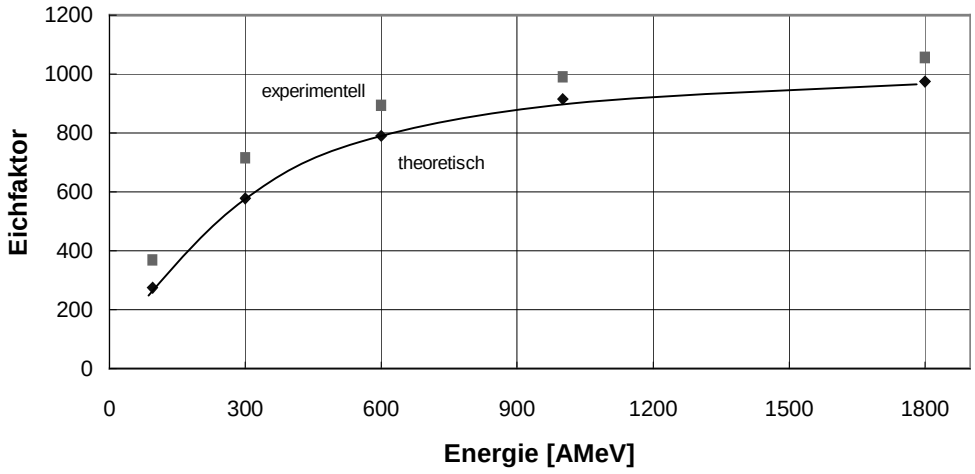

Abbildung 4-1: Vergleich der gemessenen mit den theoretischen Eichfaktoren.

Die Eichfaktoren können mit Hilfe der Energieverlustrechnungen als eine Messung eines effektives W-Wertes für unsere Ionisationskammer interpretiert werden. In der Abbildung 4-2 erkennt man, daß dieser effektive W-Wert energieabhängig ist und sich für hohe Energien dem Wert für minimal ionisierende Teilchen asymptotisch nähert. Folglich ist die Ladungssammlung bei hohen Ionisationsdichten unvollständig. Zum Vergleich sind die äquivalenten W-Werte für die Xenon-Strahlzeit ebenfalls in Abbildung 4-2 eingetragen. Man beobachtet das gleiche qualitative Verhalten wie für Kohlenstoff. Der stärkere Abfall bei Xenon folgt aus der höheren Ionisationsdichteänderung.

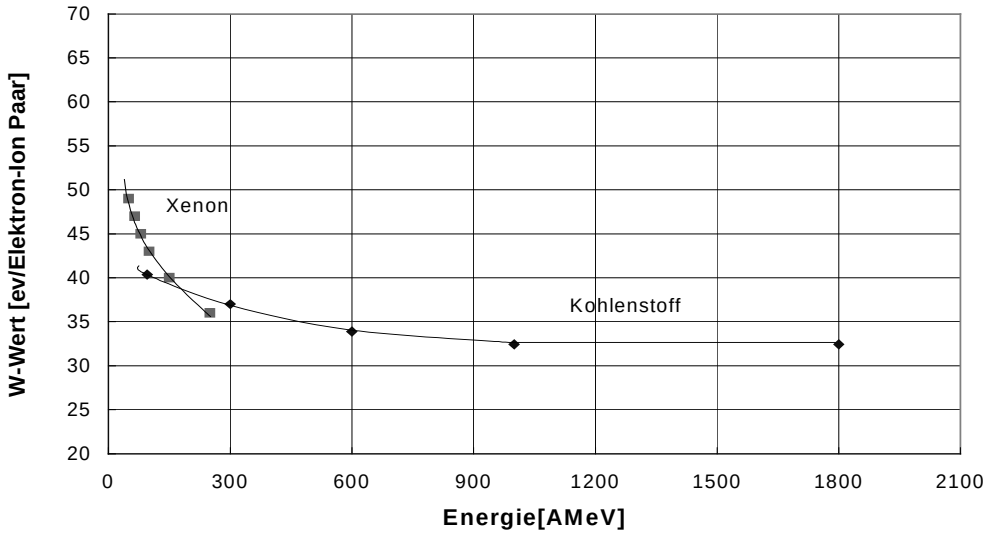

Abbildung 4-2: Verlauf der benötigten Energie für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares in den Ionisationskammern der Xenon- und Kohlenstoffstrahlzeit in Abhängigkeit der Strahlenergie.

Der Energieverlust in den Materialien im Strahlweg ist für Kohlenstoffionen bei den einzelnen Energien in Tabelle 4-2 aufgelistet. Er ist vernachlässigbar. Bei 95 AMeV beträgt die Änderung des Eichfaktors 1%.

kin. Energie pro Nukleon [AMeV]	kin. Energie des Ions [GeV]	Energieverlust 0.1 mm Stahl [MeV]	Energieverlust 70 mm Luft [MeV]	Energieverlust 22,4 µm Kapton [MeV]
95	1.14	15	2	0.8
300	3.6	7	1	0.36
600	7.2	5	0.7	0.27
1000	12	4.6	0.6	0.22
1800	21.6	4.4	0.5	0.2

Tabelle 4-2: Energieverlust eines Kohlenstoffions auf dem Weg zur Ionisationskammer.

4.3 Alternativer Zugang zur Strahlintensität

Die Triggerrate des INDRA-Detektors steigt mit der Strahlintensität des Beschleunigers an. Durch Auswählen von Ereignisklassen die nur durch Wechselwirkungen von Strahlteilchen

mit Targetkernen erzeugt werden, bekommt man eine relative Strahlintensitätsmessung, die man ihrerseits mit den Eichdaten absolut kalibrieren kann.
Dazu wurde ein Programm geschrieben, welches feststellt ob diese Ereignisse mit dem Strom der Ionisationskammer korrelieren. Das Verhältnis Ereignis-Zählrate zu Ionisationskammerstrom sollte bei den verschiedenen Meßreihen der Experimente jeweils konstant bleiben. Vergleichbar sind selbstverständlich nur die Meßreihen mit gleichem Strahl, Target, Energie und Multiplizitätstrigger. Dieses Verfahren wurde für alle Datenruns basierend auf der Klasse von Ereignissen mit den folgenden Eigenschaften durchgeführt.

- Multiplizität[7].

Die geforderte Multiplizität soll Wechselwirkungen durch zentrale Stöße hervorheben. Für die Daten der ersten Kampagne war sie im Programm höher als zehn, bei den anderen höher als fünf eingestellt. Sie wurde definiert als die Anzahl der Module mit mindestens einem Signal.

- „Beam-Gated-Events“.

Durch radioaktive Aktivierung von Teilen des Detektors und durch Höhenstrahlung, existieren auch Ereignisse außerhalb der Strahlextraktionsphase. Diese werden daher ausgeschlossen.

- Ein Treffer eines CsI-Kristalls der INDRA-Ringe 5,6,7 oder 8.

Um möglichst gute Statistik zu erhalten wurden mehrere Ringe genommen. Um keine gestreuten Strahlteilchen zu messen, wurden die vorderen Ringe nicht verwendet. In den hinteren Ringen gibt es im Vergleich zu den mittleren nur wenige Treffer und sie wurden daher ebenfalls weggelassen.

- Gammastrahlung.

Mit Hilfe der (noch vorläufigen) Teilchen-Identifikations-Gitter konnte für jedes Teleskop zwischen Teilchen und Gammastrahlung unterschieden werden. Diese Information wurde benutzt, um die Photonen zu eliminieren. Dieses Vorgehen verbesserte die Korrelation zwischen Ereignissen und Strahlrate erheblich.

[7] Die Multiplizität läßt sich auf verschiedene Arten definieren. In dem verwendeten Programm wurde als Multiplizität die Anzahl der Module mit mindestens einem Signal verwendet.

- Laser und Pulser.

Um die CsI- und Si-Detektoren zu kalibrieren, wurden während der Datenaufnahme Laserlicht und Pulserstrom auf Band mitaufgezeichnet. Die „Ereignisse“ durch diese Signale mußten ausgefiltert werden.

Während der Dauer einer Meßreihe von etwa 30 Minuten wurden ca. 450 Spills mit Spill-Längen von etwa 4 Sekunden registriert. Das Programm liest für einen Run am Ende jedes Spills die Ionisationskammer aus und summiert diese Werte über eine Anzahl von fünfzig Spills auf (Ioni). Ebenso werden über diesen Zeitraum alle Ereignisse mit den geforderten Eigenschaften addiert und ausgegeben (E_{INDRA}). Das Flußdiagramm des Programms ist in Abbildung 4-3 dargestellt.

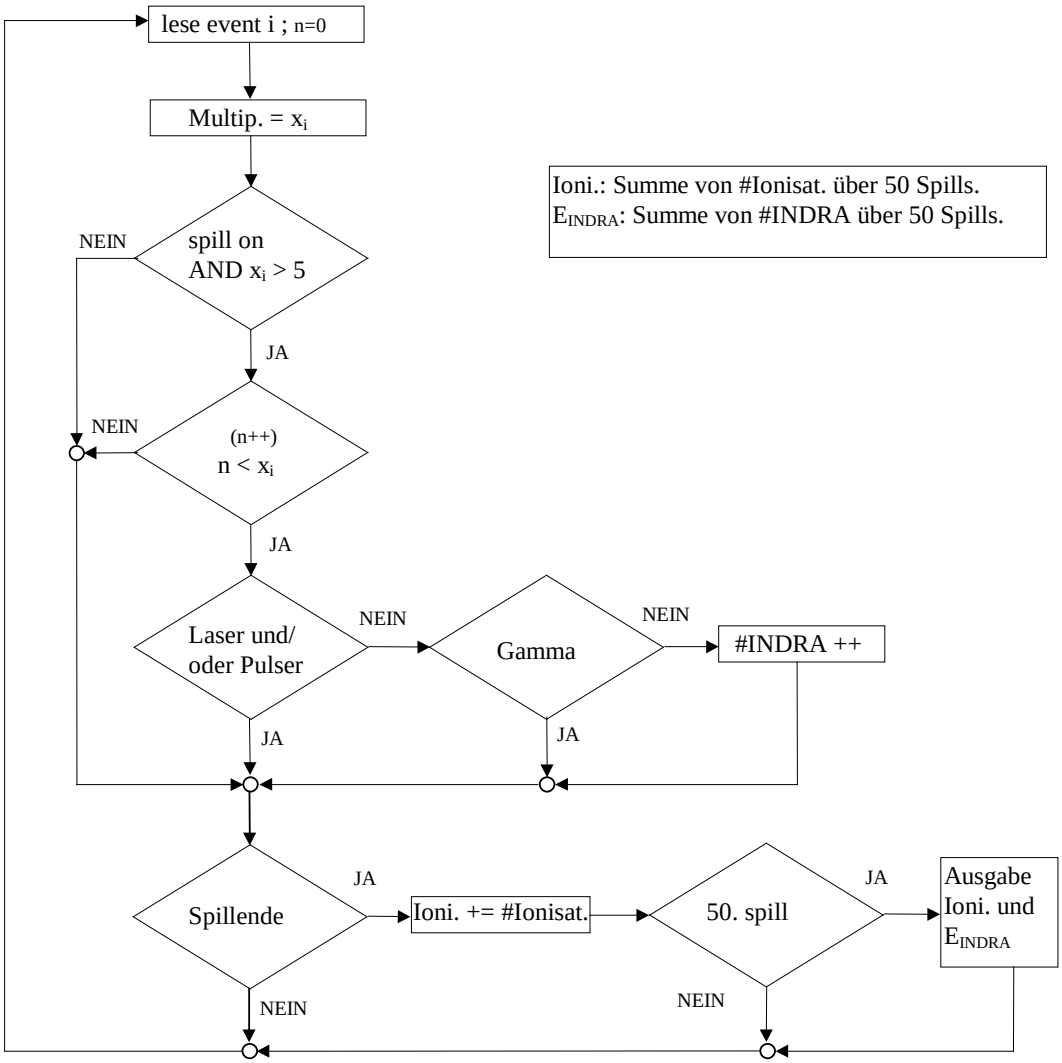

Abbildung 4-3: Flußdiagramm des Programms

Aus diesen zwei Werten wurde dann das Verhältnis Ioni. zu E_{INDRA} gebildet. Pro Meßreihe ergaben sich bei normaler Meßzeit neun Punkte, aus denen der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet wurde. Zusätzlich wurde mit diesen Punkten eine lineare Regression durchgeführt. Alle ausgelesenen und ausgewerteten Daten d.h. die Steigung, y–Achsenabschnitt, Korrelationskoeffizient der Regression, die Mittelwerte von Ioni., E_{INDRA} und deren Standardabweichungen wurden als ASCII Datei auf einer Festplatte gespeichert.

Das Programm wurde in der Programmiersprache C++ geschrieben. Es basiert auf Beispiel-Quellcodes die von Walter Müller für die INDRA Kollaboration geschrieben wurden [Müll99]. Desweiteren benutzt es zum Erkennen der Gammastrahlung eine von David Gourio installierte Routine, welche auf Dateien zugreift, die zur vorläufigen Teilchenidentifikation benutzt werden [Gour99]. Da diese Dateien ständig auf den neusten Stand gebracht werden, können sich leichte Änderungen in der Ausgabe des Programms ergeben.

Abbildung 4-4 bis Abbildung 4-6 zeigen für jeden Run der jeweils verschiedenen Kampagnen die Werte Ioni. und E_{INDRA} sowie ihr Verhältnis (Ioni./E_{INDRA}). Dieses Verhältnis folgt somit dem Verlauf der Ionisationskammer. Zu kurze Runs mit schlechter Statistik wurden weggelassen. Die senkrechten gestrichelten Linien stellen jeweils einen Eichpunkt dar. Im oberen Teil der Abbildung steht, durch Striche unterteilt, die jeweils eingestellten Strahlenergien. Die verwendeten Targets sind der Runliste im Anhang 6.2 zu entnehmen.

Für die Gold-Strahlzeit (Abbildung 4-4) sieht man, wie Ionisationskammer und E_{INDRA} einander folgen, d.h. deren Verhältnis konstant bleibt. Der Sprünge bei Run 4214 und bei 4261 zeigen einen Wechsel der Strahlenergie von 80 zu 60 bzw. 60 zu 40 AMeV an. Es folgt, daß die Effizienz der Ionisationskammer während der gesamten Strahlzeit weitgehend konstant war. Die am Ende der Strahlzeit festgestellten Kohlenstoff-Ablagerungen auf den Anodenebenen hatten somit keinen Einfluß auf die Effizienz der Kammer. Der Sprung bei Run 4220 ist auf eine Änderung des Strahlprofils zurückzuführen. Die Triggerrate ohne Target wurde dadurch stark reduziert.
In der Abbildung 4-4 fehlen die Messungen mit Gold auf Gold bei 100 AMeV. Grund dafür ist, daß zur Unterscheidung „spill-on“ bzw. „spill-off“ zum Beginn der Strahlzeit ein Registerbit benutzt wurde welches sich als fehlerhaft herausstellte. Die Datenruns vor 4179 konnten dadurch mit dem Programm nicht ausgewertet werden. Die Messungen mit Gold auf Nickel bei 100 AMeV ab Run 4357 wurden nicht in die Abbildung mitaufgenommen.

Die Abbildung 4-5 zeigt die Strahlzeit mit Xenonionen. Das Verhältnis Ioni./E_{INDRA} nimmt in den einzelnen Meßreihen mit zunehmender Runnummer ab. Ab Run 4640 sieht man, daß der Kammerstrom abnimmt, obwohl E_{INDRA} konstant bleibt. Folglich verliert die Kammer kontinuierlich an Nachweiseffizienz.
Eine Analyse dieses Trends ergibt, daß die Kammer in ihrer Effizienz um 3% in zehn Tagen nachließ. Die Abnahme des Verhältnisses läßt auf Strahlenschädigungen der Ionisationskammer durch den Xenonstrahl schließen. Mit dieser Information eröffnet sich die Möglichkeit, das Verhältnis zu korrigieren und die Eichungen der Xenon-Kampagne zu verbessern (siehe Abschnitt 3.3). Nachdem die Kammer bei Run 4811 verschoben wurde arbeitete sie für den Rest der Strahlzeit stabiler.

Während der dritten Kampagne ist das Verhältnis bei den verschiedenen Meßreihen konstant. Der Verlauf der Ionisationskammer-Zählrate deckt sich mit der E_{INDRA}. Das bedeutet, daß die Kammer während der gesamten Strahlzeit in ihrer Effizienz konstant war. Die größeren Sprünge zeigen z.B. einen Wechsel der Strahlenergie von 300 zu 600 AMeV bei Run 5244 oder auch des Targets von ^{124}Sn zu ^{197}Au bei Run 5225. Aber auch kleinere Sprünge sind durch Veränderungen am Versuch selbst bedingt wie z.B. durch einen Targetwechsel von ^{112}Sn zu ^{124}Sn bei Runnummer 5190. Die Meßreihen vor der Runnummer 5082 waren Testläufe bei verschiedenen Energien, bei denen im wesentlichen die Einstellungen der Quadrupole vor INDRA vorgenommen wurden. Die Unterbrechungen ab Run 5439 sind auf den häufigen Wechsel zwischen 1000 und 1800 AMeV zurückzuführen.

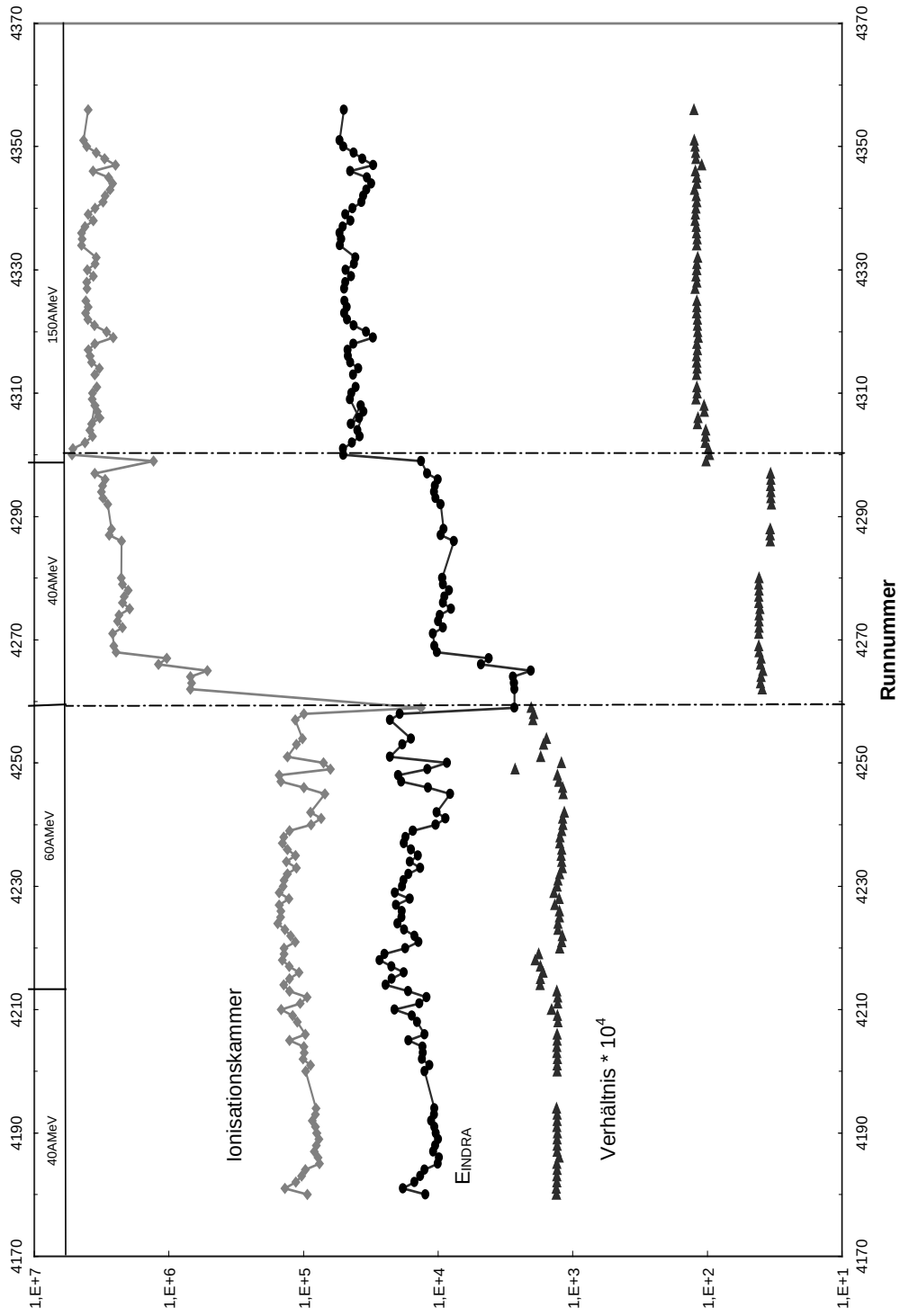

Abbildung 4-4: Gold-Strahlzeitüberblick. Aufgetragen sind für jeden Run die Zählraten von Ionisationskammer und E_{INDRA}, ihr Verhältnis (Ioni./E_{INDRA}) und die Eichpunkte.

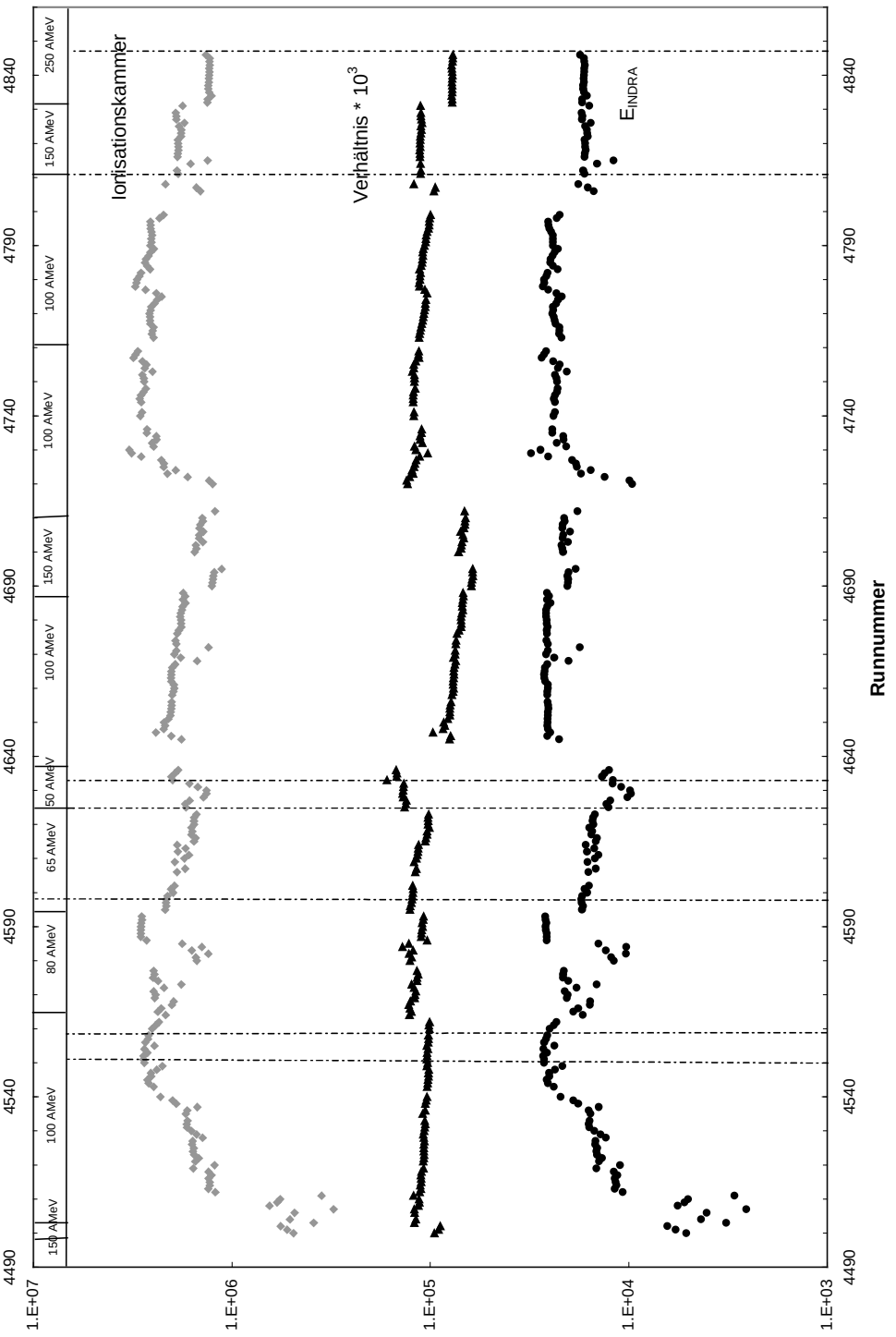

Abbildung 4-5: Xenon-Strahlzeitüberblick. Aufgetragen sind für jeden Run die Zählraten von Ionisationskammer und E_{INDRA}, ihr Verhältnis (Ioni./E_{INDRA}) und die Eichpunkte.

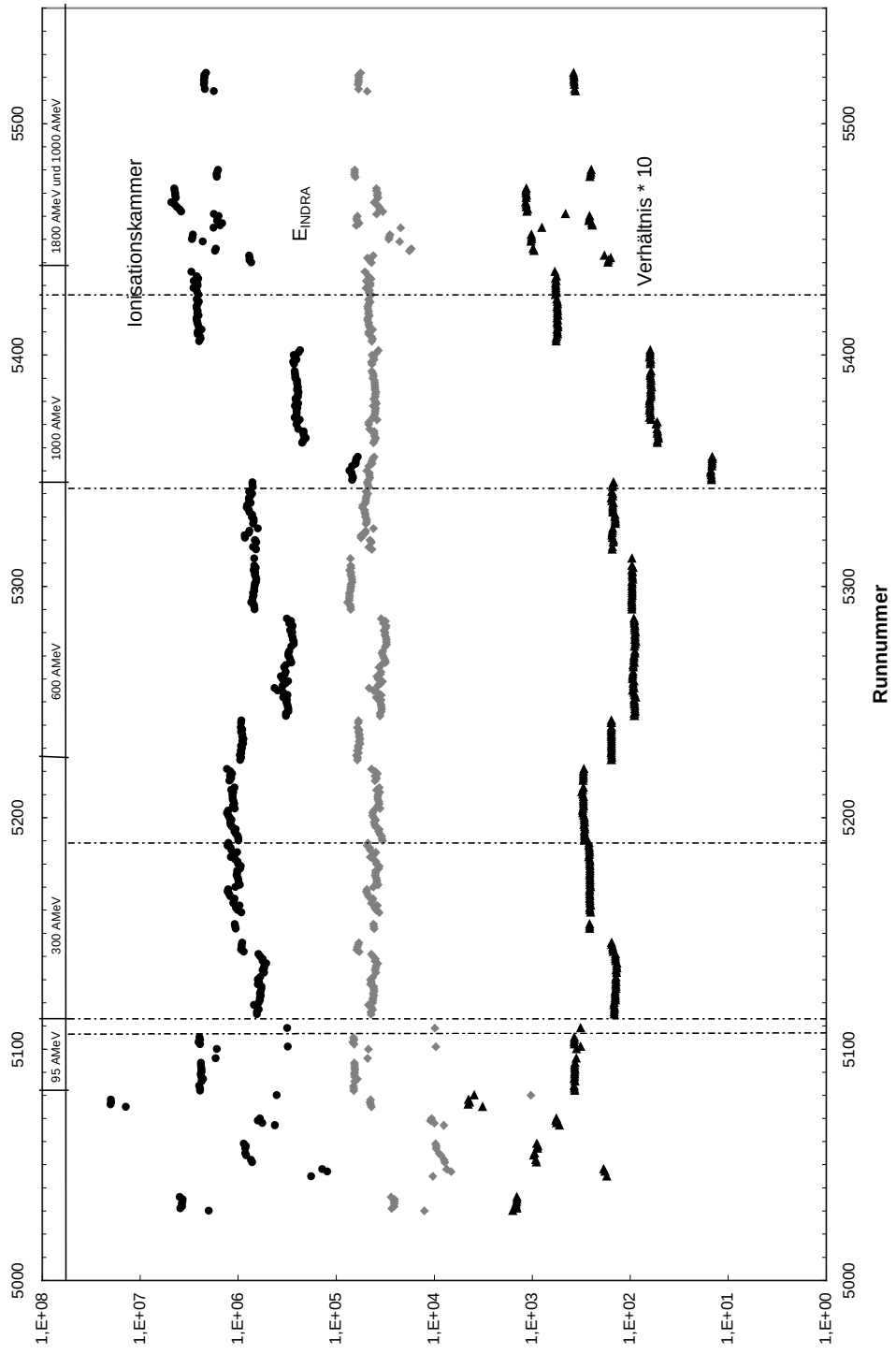

Abbildung 4-6: Kohlenstoff-Strahlzeitüberblick. Aufgetragen sind für jeden Run die Zählraten von Ionisationskammer und E_{INDRA}, ihr Verhältnis (Ioni./E_{INDRA}) und die Eichpunkte.

5 Zusammenfassung

Die an das Strahlhodoskop gestellten Anforderungen als Hilfsmittel zur Strahlführung sowie zur Eichung der Ionisationskammer wurden erfüllt. Während des Experiments konnte durch Angleichen der Zählraten in den einzelnen Hodoskopzählern der Strahl genauer durch INDRA geleitet und die Strahllage ständig kontrolliert werden. Die Abhängigkeit der Zählraten in den einzelnen Szintillatoren von der Entfernung zur Strahlachse wurde bei Messungen mit Target durch die Strahlauffächerung ($1/(\sin^4\Theta/2)$) noch verstärkt. Es war aber immer klar zu erkennen, wenn sich die Zählraten durch eine Veränderung der Strahlrichtung erhöhten.

Die absolute Strahlteilchenanzahl läßt sich mit den angegebenen Formeln, den tabellarisch zusammengefaßten Eichfaktoren der verwendeten Ionisationskammern und den Informationen der Runliste im Anhang 6.2 bestimmen. Damit lassen sich Wirkungsquerschnitte für Reaktionen berechnen. Zum Beispiel für die Ereignisse mit Multiplizität höher als fünf und mit mindestes einem geladenen Teilchen in den Ringen 5 bis 8 (siehe Abschnitt 4.3). Der gemessene Wirkungsquerschnitt für dieses Ereignis bei 40 AMeV Gold auf Gold Stößen (Run 4272) liegt bei 4,5 barn. Der geometrische Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist 6,2 barn. Bei der Kohlenstoffstrahlzeit beträgt der gemessene Wirkungsquerschnitt für Kohlenstoff auf Gold bei 300 AMeV (Run 5138) 1,2 barn und der geometrische 3,0 barn.

Die Effizienz der Ionisationskammern blieb bei den Strahlzeiten mit Gold und Kohlenstoff konstant, während sie bei der Xenon-Kampagne aufgrund zunehmender Beschädigung durch die Strahlionen nachließ. Dies macht sich in der Xe-Kampagne auch in der experimentellen Bestimmung des Wirkungsquerschnittes bemerkbar. Der gemessene Wirkungsquerschnitt sank, nachdem die Kammer um 4 cm zur Seite verschoben wurde, von 5,3 barn (^{129}Xe + ^{124}Sn bei 150 AMeV) auf einen Wert von 3,4 barn (^{124}Xe + ^{124}Sn bei 150 AMeV). Der geometrische hat einen Wert von 4,4 barn.

Es wäre sinnvoll, mit Hilfe der Teilchenidentifikation, aus den INDRA-Daten eine Ereignisklasse für das Auswerteprogramm zu verwenden, dessen Wirkungsquerschnitt auch in anderen Schwerionenexperimenten gemessen wurde. So könnte man die Strahlintensität unabhängig von der Ionisationskammer verifizieren.

Zusammengenommen ergibt sich ein in sich schlüssiges Bild. Die mit den verschiedenen Ionisationskammern gemessenen Strahlintensitäten haben meist eine relative Genauigkeit von besser als 5% und führen jeweils zu vernünftigen Wirkungsquerschnitten.

6 Anhang

6.1 Energieverlust von Kohlenstoffionen in einem Gemisch aus 80% Ar und 20% CO_2.

Ausgabe des Programms Trim92 ---- (C) 1985,1988 J. F. Ziegler.

Ion = C (Mass = 12)
Target = ArCO2 = C(6 %) + O(13 %) + Ar(80 %)
Disk File Name = CArCO2
Target Density = 1.8217E-03 g/cm3

Multiply Stopping by	for Stopping Units
1.8216E-02	eV / Angstrom
1.8216E-01	keV / micron
1.8216E-01	MeV / mm
1.0000E+00	keV / (ug/cm2)
1.0000E+00	MeV / (mg/cm2)
1.0000E+03	keV / (mg/cm2)
5.7937E+01	eV / (1E15 atoms/cm2)
8.7155E-01	L.S.S. reduced units

Stopping Units tabulated below = MeV / (mg/cm2)

Ion Energy	Electronic Stopping	Nuclear Stopping	TOTAL Stopping
500 MeV	3.7541E-01	1.4690E-04	3.7555E-01
550 MeV	3.4810E-01	1.3476E-04	3.4824E-01
600 MeV	3.2502E-01	1.2454E-04	3.2515E-01
650 MeV	3.0525E-01	1.1582E-04	3.0536E-01
700 MeV	2.8810E-01	1.0829E-04	2.8821E-01
800 MeV	2.5985E-01	9.5925E-05	2.5994E-01
900 MeV	2.3750E-01	8.6183E-05	2.3758E-01
1000 MeV	2.1936E-01	7.8303E-05	2.1944E-01
1100 MeV	2.0434E-01	7.1791E-05	2.0441E-01

1200 MeV	1.9169E-01	6.6316E-05	1.9176E-01
1300 MeV	1.8088E-01	6.1646E-05	1.8095E-01
1400 MeV	1.7154E-01	5.7614E-05	1.7160E-01
1500 MeV	1.6339E-01	5.4095E-05	1.6344E-01
1600 MeV	1.5620E-01	5.0996E-05	1.5625E-01
1700 MeV	1.4982E-01	4.8246E-05	1.4987E-01
1800 MeV	1.4412E-01	4.5788E-05	1.4416E-01
2000 MeV	1.3435E-01	4.1579E-05	1.3439E-01
2200 MeV	1.2629E-01	3.8102E-05	1.2633E-01
2400 MeV	1.1952E-01	3.5181E-05	1.1956E-01
2600 MeV	1.1376E-01	3.2690E-05	1.1380E-01
2800 MeV	1.0880E-01	3.0541E-05	1.0883E-01
3000 MeV	1.0448E-01	2.8666E-05	1.0451E-01
3300 MeV	9.8961E-02	2.6262E-05	9.8987E-02
3600 MeV	9.4341E-02	2.4243E-05	9.4365E-02
4000 MeV	8.9244E-02	2.2003E-05	8.9266E-02
4500 MeV	8.4139E-02	1.9741E-05	8.4158E-02
5000 MeV	8.0056E-02	1.7915E-05	8.0074E-02
5500 MeV	7.6726E-02	1.6408E-05	7.6742E-02
6000 MeV	7.3964E-02	1.5142E-05	7.3979E-02
6500 MeV	7.1643E-02	1.4063E-05	7.1657E-02
7000 MeV	6.9672E-02	1.3133E-05	6.9685E-02
8000 MeV	6.6521E-02	1.1608E-05	6.6532E-02
9000 MeV	6.4138E-02	1.0410E-05	6.4149E-02
10 GeV	6.2300E-02	9.4428E-06	6.2309E-02
11 GeV	6.0860E-02	8.6451E-06	6.0869E-02
12 GeV	5.9721E-02	7.9754E-06	5.9729E-02
13 GeV	5.8815E-02	7.4051E-06	5.8823E-02
14 GeV	5.8093E-02	6.9132E-06	5.8100E-02
15 GeV	5.7519E-02	6.4845E-06	5.7526E-02
16 GeV	5.7066E-02	6.1075E-06	5.7072E-02
17 GeV	5.6712E-02	5.7732E-06	5.6718E-02
18 GeV	5.6442E-02	5.4747E-06	5.6447E-02
20 GeV	5.6102E-02	4.9641E-06	5.6107E-02
22 GeV	5.5969E-02	4.5432E-06	5.5973E-02
24 GeV	5.5992E-02	4.1900E-06	5.5996E-02

6.2 Runliste

Anfang	Ende	Strahl	Target	Masse [mg/cm^2]	Energie [AMeV]	Teiler	M
4023	4042	197Au	197Au	2	50	-	-
4045	4047	197Au	197Au	2	15	-	-
4049	4057	197Au	197Au	2	100	10	1
4058	4061	12C	197Au	2	30	-	-
4062	1067	12C	CH2	20	30	-	-
4067	4083	197Au	197Au	2	100	10	1
4084	4092	12C	CH2	20	30	-	-
4093	4094	12C	197Au	2	30	-	-
4095	4177	197Au	197Au	2	100	10	1
4178		197Au	trou	-	80	10	1
4179	4213	197Au	197Au	2	80	10	1
4214	4254	197Au	197Au	2	60	10	1
4255	4256	197Au	trou	-	60	10	1
4257	4259	197Au	197Au	2	60	10	1
4260		197Au	197Au	2	60	50	5
4261	4282	197Au	197Au	2	40	50	5
4283	4284	197Au	trou	-	40	50	5
4285		197Au	none	0	40	50	5
4286	4297	197Au	197Au	2	40	50	5
4299	4356	197Au	197Au	2	150	50	5
4357	4360	197Au	58Ni	0.85	100	50	5
4361		197Au	trou	-	100	50	5
4362	4391	197Au	58Ni	0.85	100	50	5
4499		129Xe	trou	-	150	45	1
4500	4502	129Xe	124Sn	1.2	150	45	1
4503	4563	129Xe	124Sn	1.2	100	45	1
4564	4594	129Xe	124Sn	1.2	80	45	1
4595	4624	129Xe	124Sn	1.2	65	45	1
4625	4636	129Xe	natSn	1.05	50	45	1
4645	4689	129Xe	112Sn	1.2	100	45	1
4690	4712	129Xe	124Sn	1.2	150	45	1
4720	4759	124Xe	112Sn	1.2	100	45	1
4763	4808	124Xe	124Sn	1.2	100	45	1
4809	4810	124Xe	197Au	2	20	45	1
4811	4831	124Xe	124Sn	1.2	150	45	1
4832	4846	124Xe	124Sn	1.2	250	45	1
5028	5029	12C	none	0	300	1	1
5030	5036	12C	197Au	2.8	300	1	1
5037	5038	12C	none	0	300	1	1
5042		12C	none	0	1000	1	1
5043		12C	trou	-	1000	1	1
5044	5048	12C	197Au	2.8	1000	1	1
5049	5059	12C	197Au	2.8	600	1	1

Anfang	Ende	Strahl	Target	Masse [mg/cm^2]	Energie [AMeV]	Teiler	M
5065	5066	12C	none	0	600	1	1
5067	5070	12C	197Au	2.8	600	1	1
5075	5080	12C	112Sn	1.2	95	1	1
5081		12C	trou	-	95	9	9
5082	5097	12C	197Au	2.8	95	9	9
5098		12C	none	0	95	9	9
5099		12C	trou	-	95	9	9
5100	5111	12C	197Au	2.8	95	9	9
5114		12C	trou	-	300	9	9
5115	5146	12C	197Au	2.8	300	9	9
5147		12C	trou	-	300	9	9
5148	5151	12C	197Au	2.8	300	9	9
5152	5189	12C	112Sn	1.2	300	9	9
5190	5223	12C	124Sn	1	300	9	9
5224		12C	none	0	300	9	9
5225	5242	12C	197Au	2.8	300	9	9
5243		12C	none	0	300	9	9
5244	5286	12C	197Au	2.8	600	9	9
5287	5289	12C	none	0	600	9	9
5290	5312	12C	197Au	2.8	600	9	9
5316	5331	12C	112Sn	1.2	600	9	9
5332	5345	12C	124Sn	1.2	600	9	9
5346	5350	12C	197Au	10.1	1000	9	9
5351		12C	none	0	1000	9	9
5352	5356	12C	197Au	10.1	1000	9	9
5362	5403	12C	197Au	2.8	1000	9	9
5404	5405	12C	none	0	1000	1	1
5406	5436	12C	197Au	2.8	1000	1	1
5438		12C	none	0	1800	1	1
5439	5444	12C	197Au	2.8	1800	1	1
5445	5452	12C	112Sn	1.2	1000	1	1
5455		12C	trou	-	1800	1	1
5456	5460	12C	197Au	2.8	1800	1	1
5461		12C	none	0	1800	1	1
5462	5472	12C	197Au	0.98	1000	1	1
5476	5480	12C	197Au	2.8	1800	1	1
5481	5499	12C	238U	0.1	1000	1	1
5514	5522	12C	197Au	2.8	1800	1	1
5523		12C	trou	-	1000	1	1

Inhaltsverzeichnis

1 EINLEITUNG 1

2 INDRA@GSI 3

2.1 DER INDRA-DETEKTOR 3
2.2 AUFBAU DES EXPERIMENTS INDRA@GSI 7

3 EXPERIMENTELLER TEIL 9

3.1 AUFBAU DES STRAHLHODOSKOPS 9
3.2 AUFBAU UND EICHUNG DER IONISATIONSKAMMER 12
3.2.1 Aufbau der Ionisationskammer 12
3.2.2 Theoretische Abschätzung der Eichfaktoren 15
3.2.3 Experimentelle Bestimmung der Eichfaktoren 17
3.2.4 Verhalten der Ionisationskammer bei hohen Intensitäten 19
3.2.5 Eichfaktor bei 95 AMeV Kohlenstoffstrahl 21
3.2.6 Eichfaktor bei 300 AMeV Kohlenstoffstrahl 22
3.2.7 Eichfaktor bei 600 AMeV Kohlenstoffstrahl 24
3.2.8 Eichfaktor bei 1000 AMeV Kohlenstoffstrahl 25
3.2.9 Eichfaktor bei 1800 AMeV Kohlenstoffstrahl 26
3.3 EICHFAKTOREN AUS DEN STRAHLZEITEN MIT GOLD UND XENON 27

4 ERGEBNISSE 31

4.1 ZUSAMMENFASSUNG ALLER EICHFAKTOREN DER IONISATIONSKAMMERN 31
4.2 VERGLEICH DER GEMESSENEN EICHFAKTOREN MIT ENERGIEVERLUSTRECHNUNGEN 33
4.3 ALTERNATIVER ZUGANG ZUR STRAHLINTENSITÄT 34

5 ZUSAMMENFASSUNG 43

6 ANHANG 45

6.1 ENERGIEVERLUST VON KOHLENSTOFFIONEN IN EINEM GEMISCH AUS 80% AR UND 20% CO_2. 45
6.2 RUNLISTE 47

LITERATURVERZEICHNIS 49

Literaturverzeichnis

[Groß98] Groß, Claudius J.: Energie- und Massenbilanz der Multifragmentation. Dissertation; Universität Frankfurt (1998).

[Plag93] Plagnol, E. for the INDRA collaboration: INDRA. A 4π detector for light particles and heavy ions at the GANIL facility. An Overview. Nouvelle au GANIL No. 44 (1993).

[Cran73] Crannell, Carol Jo, Kurz, Richard J. und Viehmann, Walter: Characteristics of cesium iodide for use as a particle discriminator for high-energy cosmic rays. Nucl. Inst and Meth, 115, 253 (1974).

[Knol79] Knoll, Glenn F.: Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons, Inc. (1979).

[Turz 98] Turzó, Ketel: Etude et étalonnage d'une chambre d'ionisation et mise en oeuvre des deux détecteurs diagnostiques pour la campagne INDRA à GSI. Rapport de Stage; Gsi Darmstadt, Universite Strasbourg I (1998).

[Orth98] Orth, Herbert: interner Bericht für die INDRA-Kollaboration (1998).

[Müll99] Müller, Walter F.J.: Beispiel-Quellcodes für den Gebrauch der C++ Objekt-Klassen zur Auslese und Auswertung der INDRA-Daten (1999). http://www-kp3.gsi.de/www/dox/IDHbase/html/pages.html

[Gour99] Gourio, David: interne Mitteilung über die Verwendung der Laserkorrekturen und „Gammagrids" (1999).

Die genaue Kenntnis der Strahlintensität in Schwerionenexperimenten ist für die Auswertung der Daten und insbesondere für die Bestimmung von Reaktionswirkungsquerschnitten elementar wichtig. Während der Experimente mit dem INDRA-Detektor wurde die Intensität der Teilchenstrahlen mit Gasionisationskammern gemessen. Aufgabe dieser Arbeit war es, diese Kammern für alle verwendeten Strahltypen und Strahlenergien zu eichen.
Dazu wurde ein Strahlzählerhodoskop aus Szintillatoren aufgebaut, mit dem die Teilchenzählrate direkt mit dem Ionisationskammerstrom verglichen werden konnte. Gleichzeitig funktionierte das Strahlhodoskop als Teil des Strahldiagnosesystems.
Die Eichmessungen wurden für alle Teilchenstrahlenergien ausgewertet und tabellarisch zusammengefaßt. Mit den angegebenen Formeln lassen sich bei bekannter Ionisationskammerzählrate die Strahlintensitäten berechnen.
Ein weiterer Zugang zur Strahlintensität ergibt sich aus der Verknüpfung von ausgewählten Ereignisklassen mit dem Ionisationskammerstrom. Es wurde ein Auswerteprogramm in C++ geschrieben, welches einen speziellen Ereignistyp aus den Originaldaten herausfiltert. Unter Hinzunahme der Eichfaktoren läßt sich somit eine absolute Teilchenzahl im Strahl rekonstruieren, die allein auf INDRA-Messungen beruht. Außerdem können absolute Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

Measurement of the beam intensity for the experiments with the INDRA detector:
The exact knowledge of the beam intensity in heavy ion experiments is elementarily important for the analysis of the data and the determination of cross-sections. During the experiments with the INDRA detector the intensity of the particle beams was measured with gas ionization chambers. Aim of this work was to calibrate these chambers for all used beam types and all beam energies.
For this purpose a beam hodoscope was constructed, with which the particle counting rate could be compared directly with the ionization chamber current. In addition, the hodoscope served as an important constituent of the beam diagnostic system.
The calibration measurements were analysed and tabulated for all particle beam energies. Using the given formulas the beam intensities can be calculated from the measured ionization chamber counting rate.
A further access to the beam intensity results from the linkage of selected event classes to the current of the ionization chamber. A computer code was written in C++, which filters a selected event from the original data. Together with the calibration factors the absolute particle number in the beam can be reconstructed, which is based only on INDRA measurements. Furthermore, absolute reaction cross-sections can be calculated.