

KfK 3908
März 1985

**Berechnung von
Dosisverteilungen für
 π^- -Mesonen aus einem
magnetischen Bestrahlungskanal
und Vergleich mit
experimentellen Daten**

H. Hilgendorff
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3908

*Berechnung von Dosisverteilungen für π^- -Mesonen aus
einem magnetischen Bestrahlungskanal und Vergleich
mit experimentellen Daten ^{*)}*

Harald Hilgendorff

^{*)} von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Mit dem Rechnerprogramm PIONDOSE werden π^- -Mesonen aus einem magnetischen Kanal, der am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) in der Humanmedizin eingesetzt wird, in gewebeähnlichen Phantomen transportiert. Dieser Bericht beschreibt die physikalischen Eigenschaften des untersuchten π^- -Strahlenbündels und stellt die berechneten Energieverteilungen in Form von Tiefendosiskurven, Energiedepositionsspektren und Isodosenkarten dar. Die berechneten Dosisverteilungen werden mit gemessenen Isodosen verglichen. Dabei zeigt sich, daß die gemessenen Verteilungen durch die berechneten gut wiedergegeben und durch mikrodosimetrische Angaben vervollständigt werden.

Calculated distributions of absorbed dose from π^- leaving a magnetic irradiation channel compared to data from experiments.

Abstract

Using the computer program named PIONDOSE transport calculations were carried out for π^- -mesons decelerated within a water phantom. The particle beam parameters are those of the biomedical facility of the Swiss Institute for Nuclear Research (SIN) at Villigen/Aargau. The present paper describes the characteristics of a single beam channel and presents the resulting energy distributions in kind of depth dose curves, energy deposition spectra and isodose contours. The calculated dose distributions are faced to measured isodose contours and are found to be in good agreement with each other. Distributions of dose in lineal energy and in contributions from various secondary particles complete the information from experimental dosimetry.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Eigenschaften des magnetischen Pionenkanals PIOTRON	6
2.1 Teilchen-Trajektorien	
2.2 Berechnung der Impulsverteilung	
3. Das Teilchentransportprogramm PIONDOSE	20
3.1 Geometrie des Targetvolumens	
3.2 Energieverlust pro Wegstrecke	
3.3 Impulsauflösung und Bahnlängenstragglung	
3.4 Vielfach - Coulomb - Streuung	
3.5 Pionprozesse vermöge der starken Wechselwirkung	
4. Resultate für die berechnete Energieverteilung	24
4.1 Tiefendosiskurven	
4.2 Isodosen	
4.3 Energiedepositionsspektren	
5. Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Dosisverteilungen	39
5.1 Variation der Impulsbandbreite	
5.2 Berücksichtigung der Kontamination mit Myonen und Elektronen	
6. Schlußbemerkung	46
7. Literaturverzeichnis	47

1. Einleitung

Das Ziel der Strahlentherapie ist es, in einem Tumor möglichst viele Zellen abzutöten und das gleichzeitig in Mitleidenschaft gezogene gesunde Gewebe so weit wie möglich zu schonen. Hierzu wäre eine Strahlenart erwünscht, die ausschließlich innerhalb des Tumervolumens absorbiert wird. Wie Abbildung 1 zeigt, sind die einzelnen Strahlenarten unterschiedlich weit von diesem Ideal entfernt. Ungeladene Teilchen, also Neutronen und Photonen, schädigen das Gewebe an der Oberfläche wesentlich stärker als einen tiefliegenden Tumor, denn sie zeigen einen exponentiell abfallenden Verlauf der abgelagerten Energie. Auch das Gewebe hinter dem Tumor wird noch stark geschädigt.

Für schwere geladene Teilchen wie negativ geladene π -Mesonen, Protonen oder ^4He -Ionen zeigt die Tiefendosiskurve einen ganz anderen Verlauf. Diese Teilchen haben eine annähernd geradli-

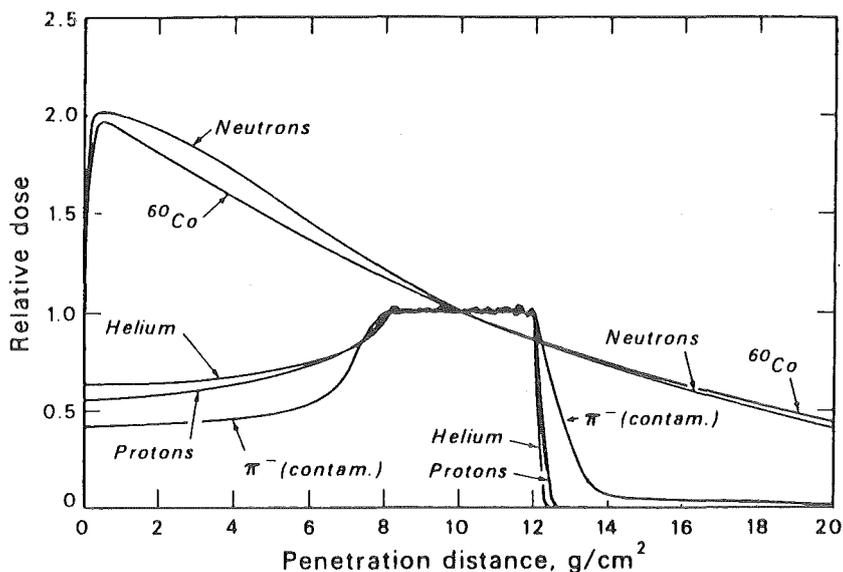


Abb. 1: Vergleichende Darstellung von Tiefendosiskurven für verschiedene Teilchenarten. Die einzelnen Kurven sind für eine Eindringtiefe von 10 g/cm^2 auf gleiche Dosis normiert. Die Dosisverteilung der geladenen Teilchen ist jeweils so gewählt worden, daß die Kurven über einen Bereich von 4 g/cm^2 annähernd konstant sind. Für den π^- -Strahl wurde eine Verunreinigung durch Elektronen und Myonen von jeweils 5% angenommen /1/.

nige Bahn mit definierter Reichweite und ionisieren dünn entlang des größten Teils ihrer Bahn. Im Gebiet der Reichweite steigt die Energieabgabe jedoch stark an (Bragg-Peak). Die schweren geladenen Teilchen haben somit ein günstigeres Verhältnis von Tumordosis zu Oberflächendosis als die neutralen Teilchen, weil sie einen großen Teil ihrer kinetischen Energie auf das Tumorgebiet übertragen. Ein kritischer Vergleich der Eigenschaften von negativen Pionen, Protonen und ^4He -Ionen im Hinblick auf die Strahlentherapie ist von Büche et al. /2/ vorgenommen worden.

Negativ geladene Pionen schädigen einen tiefliegenden Tumor am stärksten. Dies kommt daher, daß sie am Ende ihrer Bahn von Atomkernen des Gewebes eingefangen werden, ihre Ruheenergie von 139.5 MeV auf einen Atomkern übertragen und ihn damit zum Zerplatzen bringen (Bildung eines Sterns von Sekundärteilchen). Die geladenen unter den Sekundärteilchen ionisieren dicht und kommen zumeist noch innerhalb des Tumorumfanges zur Ruhe. Dies führt zu einer beträchtlichen Überhöhung des Bragg-Peaks. Die verschiedenen Beiträge zur Gesamtdosis für einen Pionenstrahl sind in Abbildung 2 dargestellt.

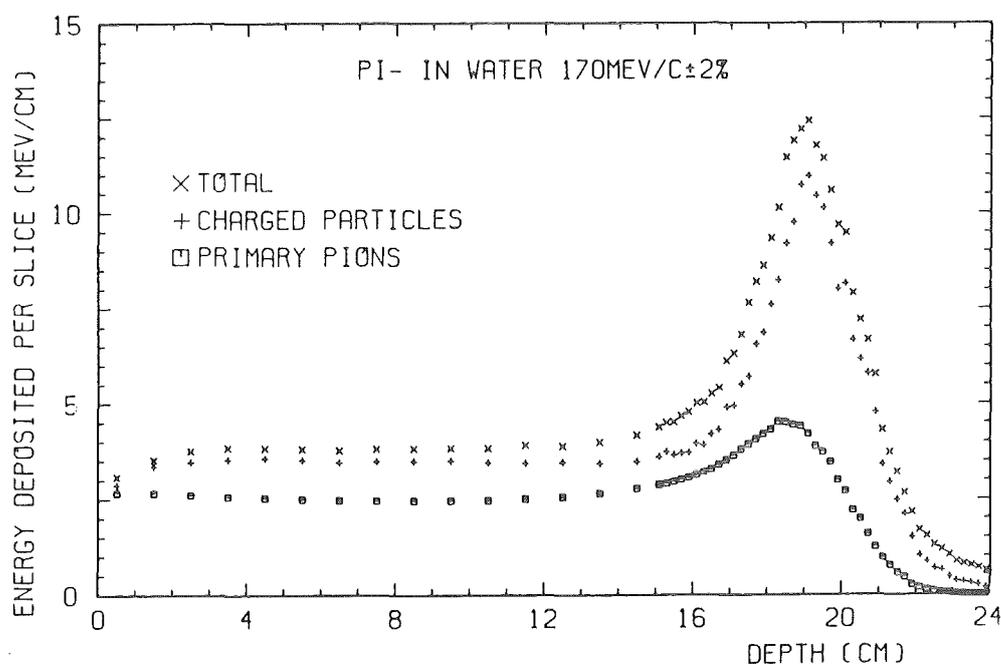


Abb. 2: Tiefendosiskurve für einen Fadenstrahl von Pionen mit getrennter Darstellung der Beiträge von primären Pionen, von geladenen Sekundärteilchen und von Neutronen /6/.

Die Verwendung negativer Pionen in der Strahlentherapie hat allerdings nicht nur den Vorteil, daß die Dosis im Tumor wesentlich höher ist als im gesunden Gewebe, sondern die absorbierte Energie hat außerdem im Tumor eine höhere Ionisierungsdichte als im umgebenden Gewebe. Damit hat man am gewünschten Wirkungsort eine höhere Relative Biologische Effektivität (RBE) und einen geringeren Sauerstoff-Sensibilisierungsfaktor (OER = oxygen enhancement ratio).

Die RBE einer Strahlung ist definiert als das Verhältnis derjenigen Dosen der zu vergleichenden Strahlungen, die unter sonst gleichen Bedingungen das gleiche Ausmaß einer biologischen Wirkung hervorbringen. Wie Abbildung 3 zeigt, steigt die RBE mit zunehmendem linearen Energieübertrag (LET = Linearer Energie-Transfer). Dies bedeutet, daß bei einer Strahlenart mit einem höheren LET für denselben Effekt eine geringere Dosis nötig ist.

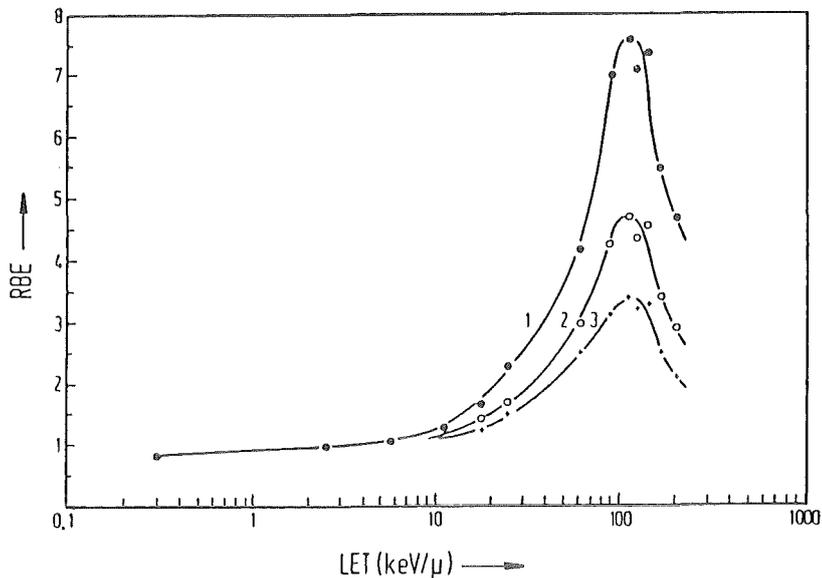


Abb. 3: Relative biologische Effektivität (RBE) von geladenen Teilchen bezüglich der Inaktivierung menschlicher Nierenzellen für Überlebensraten von 80% (1), 10% (2) bzw. 1% (3) /4/.

Die Strahlenempfindlichkeit von Zellen wird außerdem durch den sog. Sauerstoffeffekt beeinflusst. Hierunter versteht man folgendes: Ausgedehnte Tumoren werden in ihrem Innern meist schlecht mit Blut versorgt. Diese Zellen sind wesentlich strahlenresistenter als die gut mit Sauerstoff versorgten Zellen in den äußeren Bereichen der Tumoren. Bei hohem LET ist dieser Unterschied in der Strahlenempfindlichkeit dagegen gering oder verschwindet ganz (Abb. 4). Die Tatsache, daß ein Pionenstrahl im Bereich des Bragg-Peaks einen höheren LET aufweist als im Plateau, ist somit von großer Bedeutung.

Das Schweizerische Institut für Nuklearforschung (SIN) besitzt seit 1980 mit dem sog. Piotron einen medizinischen Pionen-Bestrahlungskanal. Für eine künftige Verwendung in der Therapieplanung wurde von G. Büche und G. Przybilla das Teilchentransportprogramm PIONDOSE entwickelt /5/, /6/, mit dem die Verteilung der Energie eines Pionenstrahls, der in einem gewebeähnlichen Material gebremst wird, berechnet werden kann. Für die

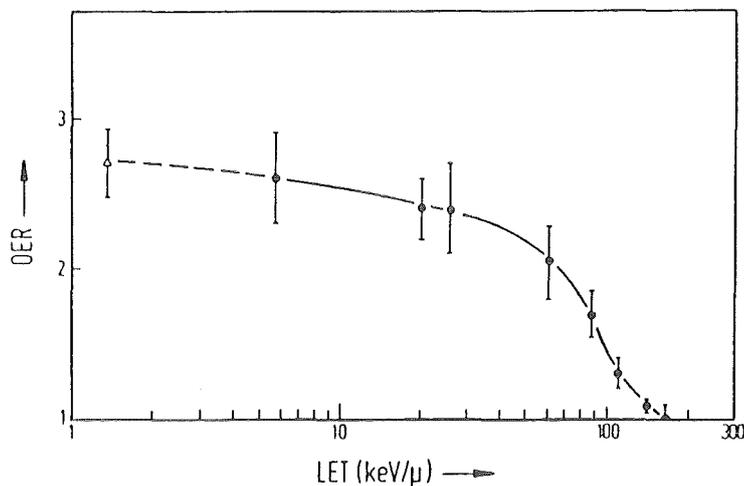


Abb. 4: Sauerstoff-Sensibilisierungsfaktor (OER) als Funktion des linearen Energietransfers (LET) der zur Inaktivierung menschlicher Nierenzellen benutzten monoenergetischen Ionen (●) bzw. 250 kVp-Röntgenstrahlen (Δ) /4/.

vorliegende Arbeit wurde dieses Programm erweitert, und für den Phasenraum eines Strahls des Piontrons wurde die Verteilung der Energie in einem Wassertarget berechnet, um die Ergebnisse mit experimentell gewonnenen Isodosenkarten vergleichen zu können.

Bevor die Resultate für die berechnete Energieverteilung dargestellt und danach mit den gemessenen Isodosen verglichen werden, folgt zunächst eine Beschreibung des Pionenkanals Piontron. Anschließend werden das Programm PIONDOSE, die verwendeten Eingabedaten und die physikalischen Prozesse, die in das Programm aufgenommen wurden, beschrieben.

2. Eigenschaften des magnetischen Pionenkanals PIOTRON

Nachdem Anfang der sechziger Jahre die besondere Eignung der negativen π -Mesonen für die Strahlentherapie erkannt worden war (/7/; /8/), wurde im Jahr 1963 von H. Boyd, H.A. Schwettman und J. Simpson /9/ in Stanford ein Pionenapplikator gebaut, dessen Konzept später am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) verbessert und erneut realisiert wurde. Diese Anlage konzentriert mit Hilfe von zwei großen ringförmigen supraleitenden Magnetspulen 60 Pionenstrahlen radial auf den Behandlungspunkt (Abb. 5). Der Flugweg der Teilchen vom Produktionstarget bis zur Spektrometerachse beträgt 8.42 m. Einige technische Einzelheiten finden sich in Ref. 11.

2.1 Teilchen-Trajektorien

U. Wiedner hat in seiner Arbeit /12/ strahloptische Eigenschaften wie Elektronen- und Myonenkontamination, Strahlfleckgröße und Phasenraumbeladung aller 60 Strahlen gemessen und untereinander verglichen sowie die Parameter Pionenimpuls, Impulsbandbreite und Targetmaterial für einen Einzelstrahl variiert.

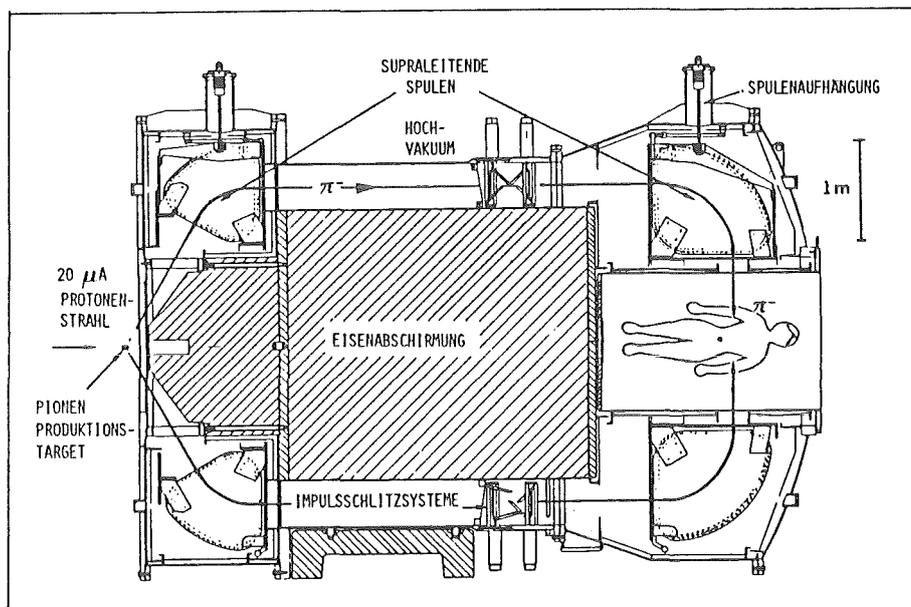


Abb. 5: Schematische Darstellung des Pionenkanals Piotron /10/.

Die Abbildungen 6 und 7 zeigen den schematischen Aufbau der Meßapparatur sowie das verwendete Koordinatensystem relativ zur Anordnung der Spulen. (In der vorliegenden Arbeit wird die Ebene $z = 0$ so gewählt, daß für den betrachteten Sollimpuls die mittlere Reichweite der Pionen im Phantom in die Spektrometerachse fällt).

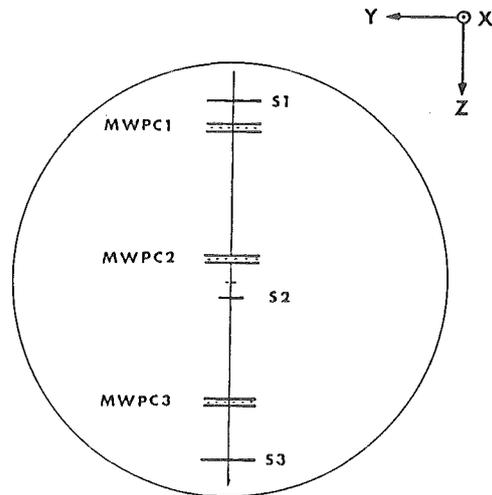


Abb. 6: Schematischer Aufbau der Apparatur zur Messung strahl-optischer Eigenschaften des Piontrons /12/.

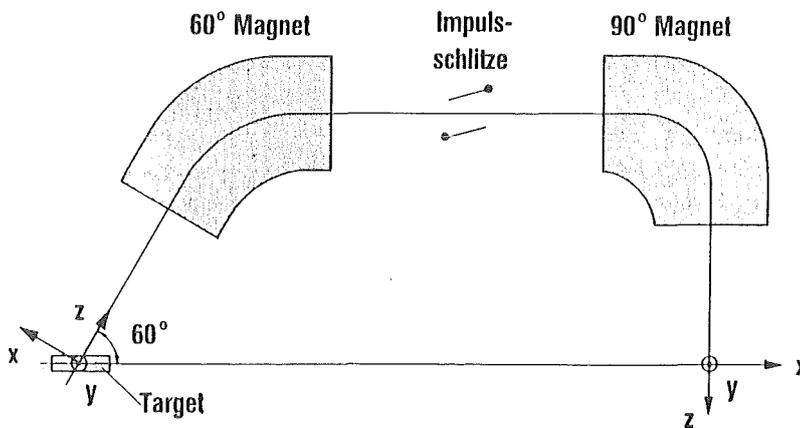


Abb. 7: Strahlfestes Koordinatensystem für einen Einzelstrahl des Piontrons /12/.

Die Strahlteilchen (Elektronen, Myonen, Pionen) wurden mit Hilfe der Flugzeitmethode durch die Szintillationszähler S1, S2, S3 identifiziert. Die beiden äußeren Zähler S1 und S3 waren $350 \times 140 \text{ mm}^2$ groß und dienten als Trigger für die Strahlteilchen. Die Fläche des Zählers S2 betrug $80 \times 60 \text{ mm}^2$. Da der Strahlquerschnitt etwas größer ist, konnten einige Teilchen nicht identifiziert werden.

Die Trajektorien der Teilchen, d.h. die x- und y-Koordinaten der Durchstoßpunkte in einer bestimmten Ebene sowie die Winkel zwischen den Trajektorien und den Achsen, wurden mit den Viel-drahtproportionalkammern (MWPC) bestimmt; der Drahtabstand betrug 2 mm. Es folgen nun einige Ergebnisse aus U. Wiedners Arbeit, soweit sie für die vorliegende Arbeit interessant sind:

Die 60 Strahlen des Piotrons weichen in den physikalischen Eigenschaften wie z.B. Phasenraumbelastung und Kontamination geringfügig voneinander ab. Die maximale Abweichung der Zählrate vom Mittelwert beträgt $\pm 7.5\%$, der maximale Abstand des Schwerpunktes der x- und y-Koordinaten vom mittleren Schwerpunkt aller Strahlen beträgt $\pm 2 \text{ mm}$. Die Abweichungen der Positionen des x- bzw. y-Waist haben eine mittlere Schwankungsbreite von 10% bzw. 6% . Der Abstand des Waist von der Spektrometerachse vergrößert sich bei abnehmendem Strahlimpuls und verschiebt sich in Richtung Strahlaustritt. Beim Strahl Nr. 15 z.B. beträgt dieser Abstand bei einem Impuls von $210 \text{ MeV}/c$ 78 mm , bei $170 \text{ MeV}/c$ 99 mm . Zudem sind die z-Koordinaten des x- und y-Waist eines Strahls unterschiedlich.

Die Kontamination mit Elektronen und Myonen hängt ebenfalls stark vom Impuls ab. Sie beträgt beim Strahl Nr. 15 bei einem Impuls von $170 \text{ MeV}/c$ etwa 13% bzw. 5% , bei $210 \text{ MeV}/c$ etwa 5% bzw. 5% .

Zur Verwendung im Teilchentransportprogramm PIONDOSE, mit dem die Dosisverteilung von Teilchen aus dem Piotron berechnet werden soll, wurden uns Daten für je 150 000 Ereignisse bei Sollimpulsen von $173 \text{ MeV}/c$ und $210 \text{ MeV}/c$ des Strahls Nr. 15 überlassen. Bei diesen Daten handelt es sich um die x- und y-Koordinaten der Teilchen-Trajektorien in der Spektrometerachse

und ihre Winkel zur x- und y- Achse sowie die Flugzeit relativ zur Hochfrequenz des Zyklotrons. Als Produktionstarget wurde ein 70 mm langes Beryllium-Target verwendet, der Schlitz war zu 80% geöffnet (siehe Abb. 7). Es folgt eine Untersuchung der physikalischen Eigenschaften dieses Strahls, soweit sie für die Rechnungen mit dem Programm PIONDOSE wichtig sind.

Die Abbildungen 8 und 9 zeigen die Verteilungen der Durchstoß-

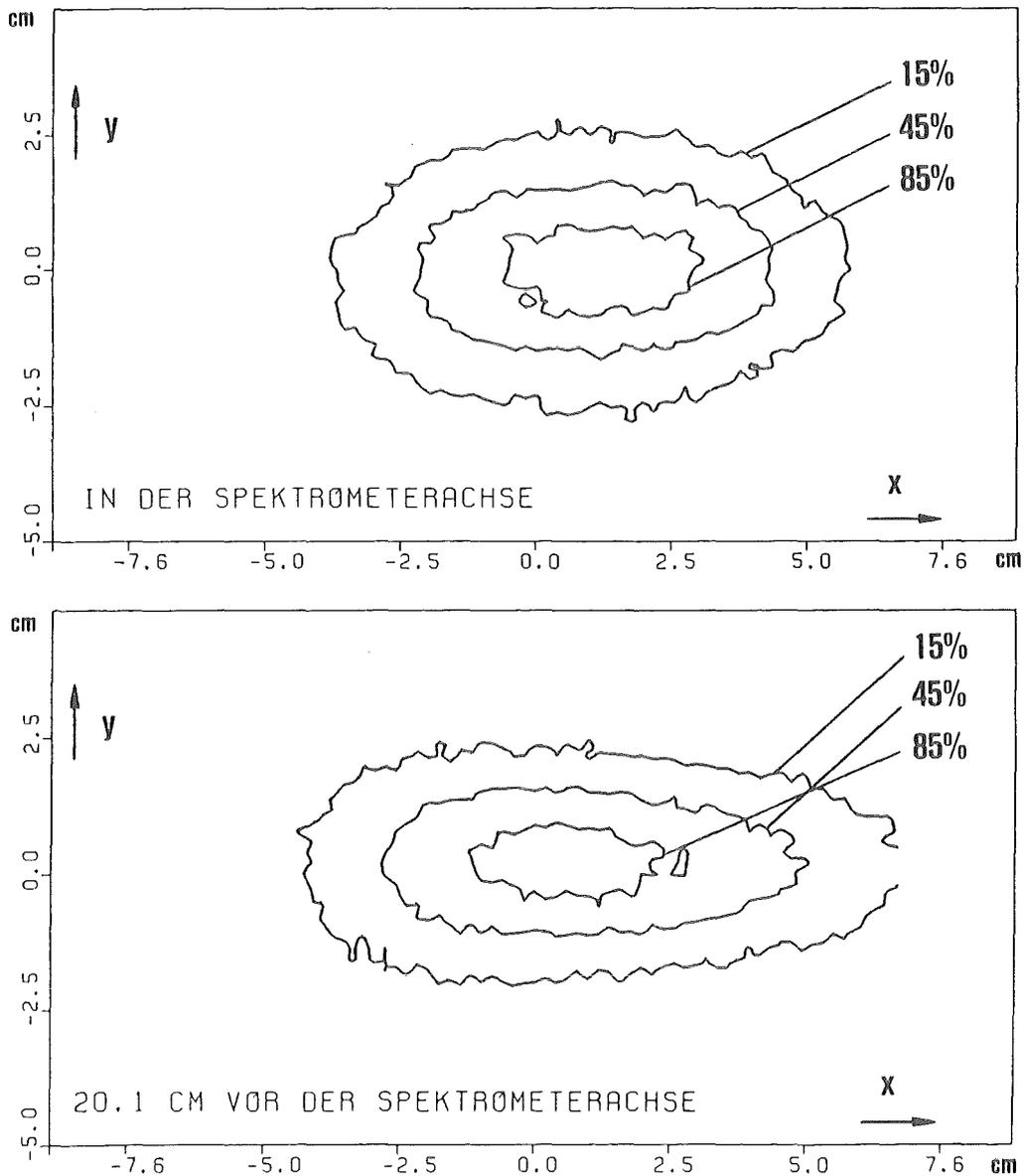


Abb. 8: Häufigkeitsverteilung der Durchstoßpunkte aller gemessenen Trajektorien des Strahls Nr. 15 in zwei Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung ($p_0 = 173 \text{ MeV/c}$).

punkte der Trajektorien aller 150 000 Ereignisse des Strahls Nr. 15 in zwei Ebenen ohne Unterscheidung der Teilchensorten bei den Impulsen 173 MeV/c (Abb. 8) und 210 MeV/c (Abb. 9). Dargestellt sind 15%, 45% und 85% des Maximums der jeweiligen Verteilung in der Ebene, die die Spektrometerachse enthält, und in der Ebene, welche um die mittlere Reichweite von Pionen in Wasser "stromaufwärts" liegt. Man erkennt, daß der Strahl in x- Richtung konvergent und in y- Richtung divergent ist.

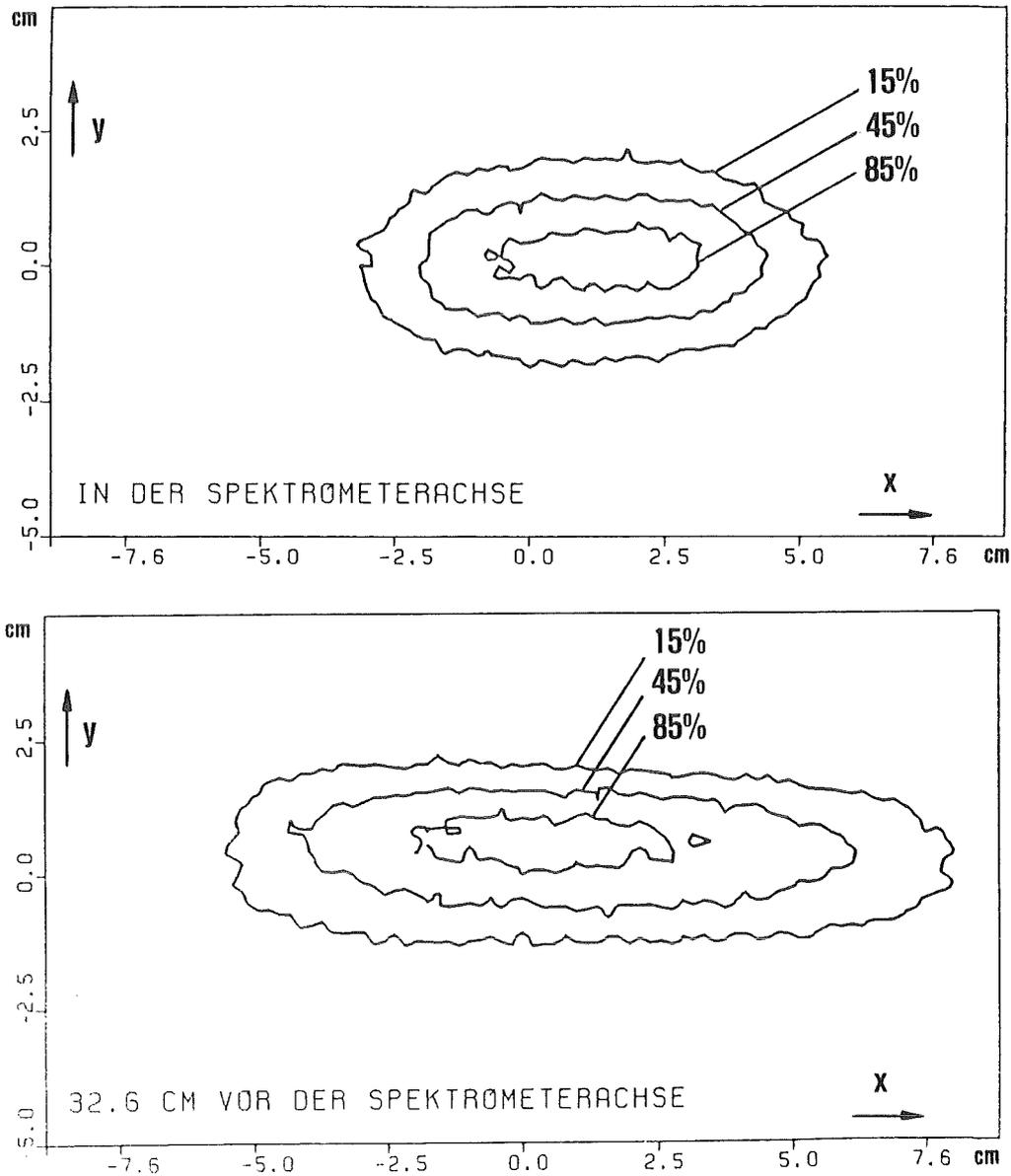


Abb. 9: Häufigkeitsverteilung der Durchstoßpunkte aller gemessenen Trajektorien des Strahls Nr. 15 in zwei Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung ($p_0 = 210 \text{ MeV/c}$).

Legt man die beiden Verteilungen für einen bestimmten Impuls übereinander (Abb. 10), so erkennt man außerdem, daß der Strahl gegenüber der z- Achse in Richtung der positiven x- und negativen y- Achse geneigt ist. In diesen Abbildungen sind nur die 15%-und 85%-Niveaus der einzelnen Verteilungen dargestellt.

Die Verteilung der Durchstoßpunkte der Trajektorien ist in der Ebene, die die Spektrometerachse enthält, für die beiden Impulse

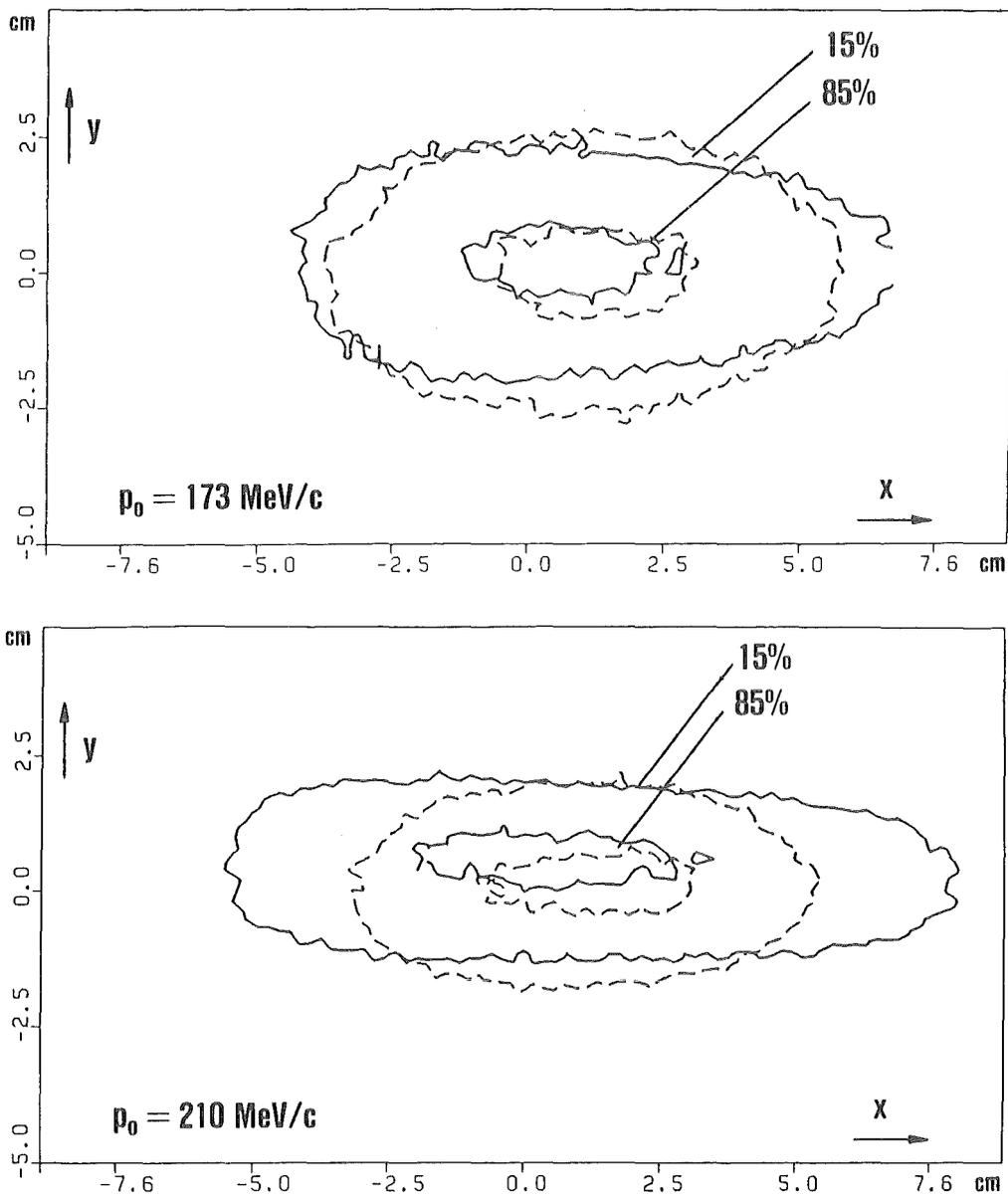


Abb. 10: Überlagerung der Verteilungen der Durchstoßpunkte aus den Abb. 8 bzw. 9 jeweils für die beiden Positionen in (gestrichelt) und vor (durchgezogen) der Spektrometerachse.

unterschiedlich; bei dem kleineren Impuls ist der Strahl stärker aufgeweitet. Dies liegt daran, daß die Streuung der Teilchen an Fenstern, Zählern u.s.w. bei kleineren Impulsen größer ist. Aus Gründen, die weiter oben erwähnt wurden, konnte nicht jedes Teilchen des Strahls als Pion, Myon oder Elektron identifiziert werden. Die Verteilung aller identifizierten Ereignisse in den beiden Ebenen zeigt Abbildung 11. Am deutlichsten erkennt man beim Vergleich von Abb. 11 oben mit Abb. 8 oben,

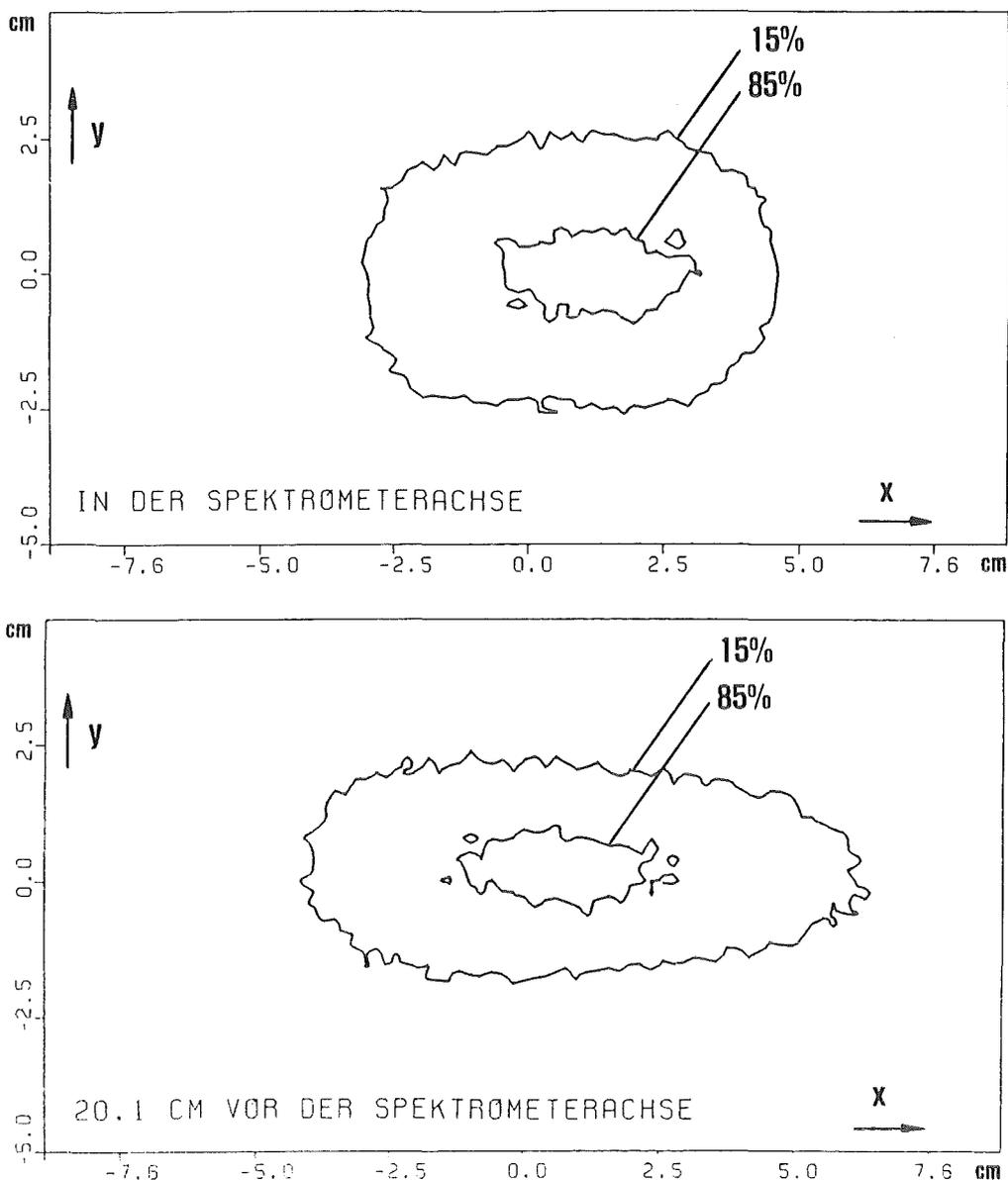


Abb. 11: Verteilung der Koordinaten solcher Ereignisse, die im Experiment als Pion, Myon oder Elektron identifiziert werden konnten, in zwei Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung ($p_0 = 173 \text{ MeV}/c$).

daß die Verteilung in der Spektrometerachse gemäß den Abmessungen des Zählers S2 bei großen und kleinen x- Koordinaten beschnitten ist.

In Abbildung 12 kann die Verteilung der Koordinaten der Elektronen mit der Verteilung aller identifizierten Teilchen verglichen werden. Trotz der geringen statistischen Genauigkeit bei insgesamt nur etwa 12 000 Elektronen sieht man, daß die Koordinaten der Elektronenbahnen ähnlich verteilt sind wie die

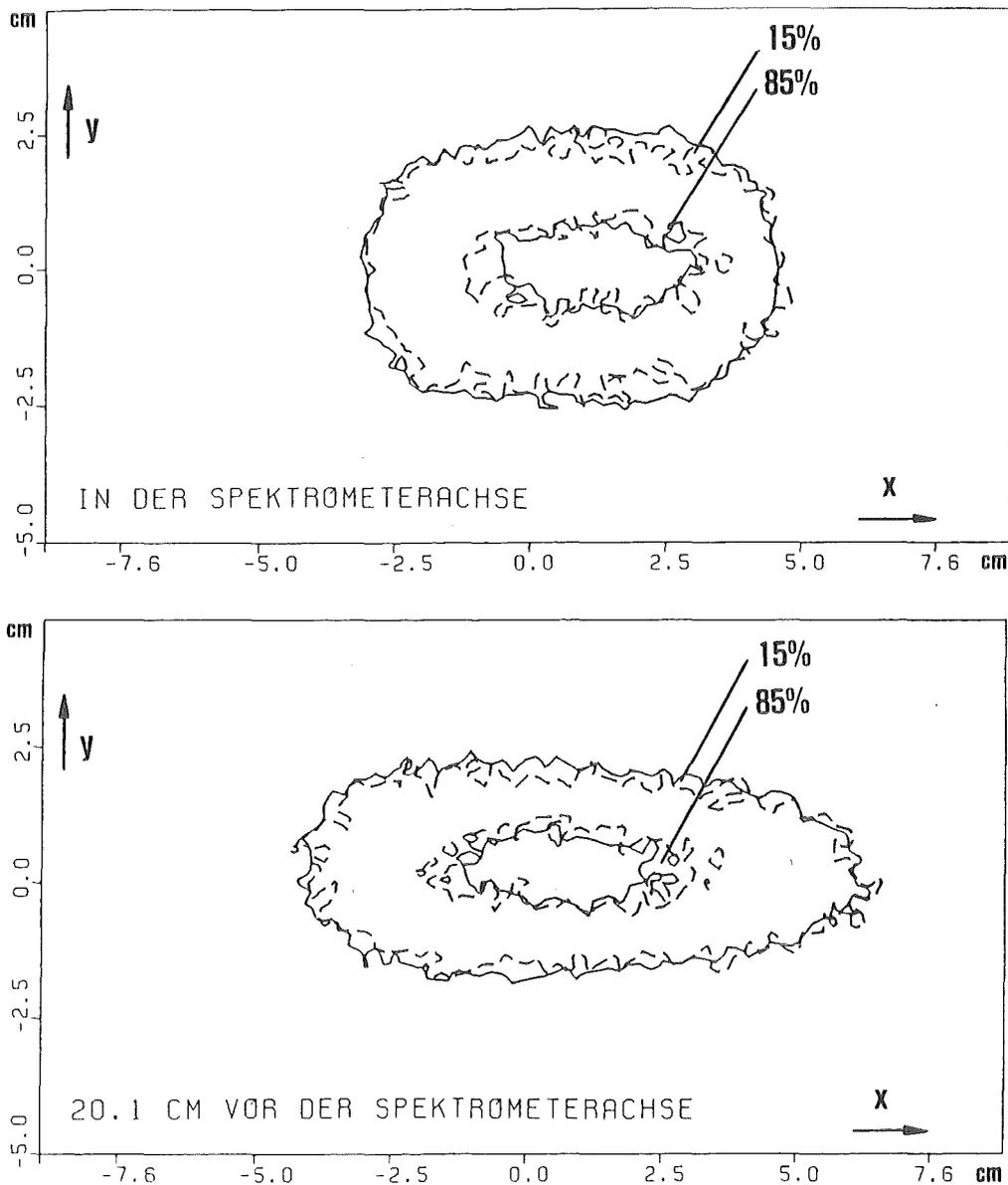


Abb. 12: Überlagerung von Verteilungen der Durchstoßpunkte der Elektronen-Trajektorien (gestrichelte Linien) mit den Verteilungen der Trajektorien aller identifizierten Teilchen (durchgezogene Linien) bei $p_0 = 173 \text{ MeV}/c$.

der Pionenbahnen. Diese Erkenntnis ist dann wichtig, wenn bei der Berechnung der Dosisverteilung der Elektronenanteil an diesem kontaminierten Pionenstrahl berücksichtigt werden soll.

Eine Projektion der Koordinaten aller Ereignisse auf die x- Achse

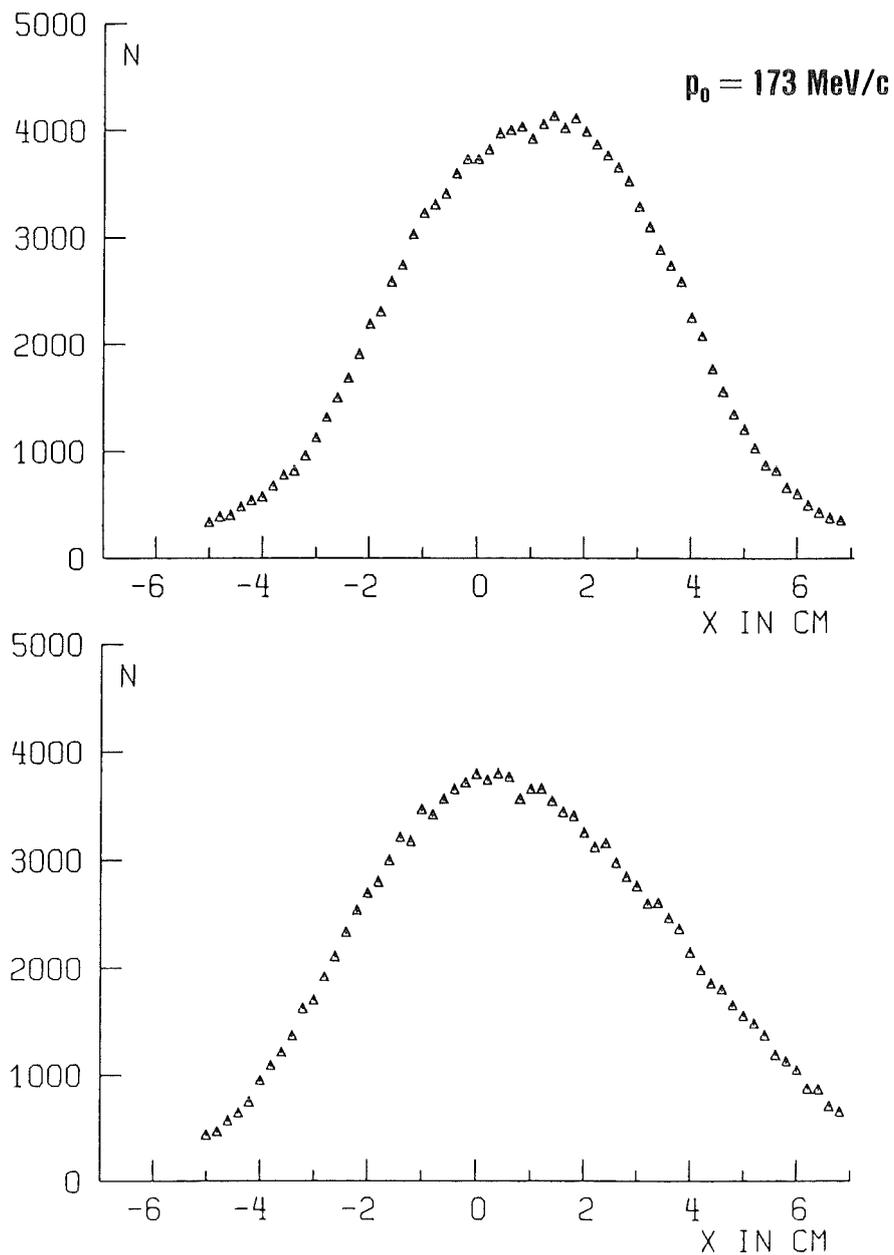


Abb. 13: Eindimensionale Häufigkeitsverteilungen $N(x)$ der Durchstoßpunkte aller Teilchen-Trajektorien aus Abb. 8. Oben: Ebene in der Spektrometerachse; unten: Ebene 20.1 cm vor der Spektrometerachse.

wird in den Abbildungen 13 und 14 gezeigt. Auch in dieser Darstellung sieht man die Konvergenz des Strahls in x- Richtung, da die Kurven mit zunehmender z- Koordinate steiler werden. Die Projektionen auf die x- Achse in der um die mittlere Eindringtiefe der Pionen in Wasser von der Spektrometerachse aus

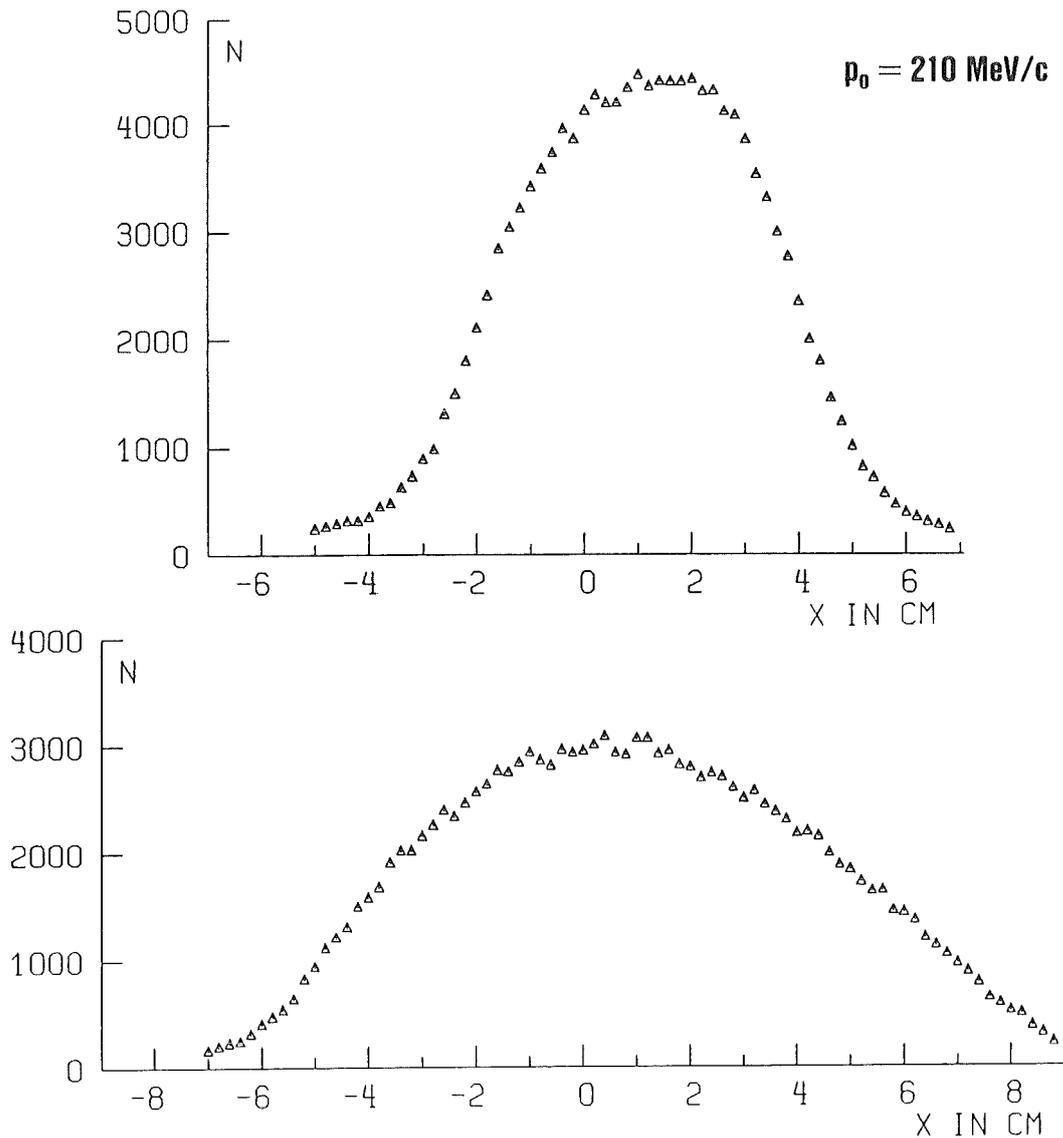


Abb. 14: Eindimensionale Häufigkeitsverteilungen $N(x)$ der Durchstoßpunkte aller Teilchen-Trajektorien aus Abb. 9. Oben: Ebene in der Spektrometerachse; unten: Ebene 32.6 cm vor der Spektrometerachse.

zurückliegenden Ebene sind unsymmetrisch; positive x-Koordinaten kommen häufiger vor. Die Schwerpunkte der Verteilungen in dieser Ebene liegen bei $x = 0.6$ cm (Sollimpuls = 173 MeV/c) und bei $x = 0.8$ cm (Sollimpuls = 210 MeV/c). Weitere Schlußfolgerungen aus den Abbildungen 13 und 14 werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

2.2 Berechnung der Impulsverteilung

Da für die Impulsverteilung und -unschärfe keine experimentell gewonnenen Daten vorliegen, wurden sie mit dem Monte-Carlo-Programm TURTLE (=Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements /13/) berechnet. Dieses Programm simuliert Strahltransportsysteme für geladene Teilchen. Dabei wird eine vom Benutzer festzulegende Anzahl von Teilchen einzeln durch die Magnete, Schlitze u.s.w. bis zum Target verfolgt, wobei Ausgangsposition und -richtung der Teilchen entsprechend der realen Quellverteilung zufällig gewählt werden. Unter Berücksichtigung der verschiedenen auftretenden Aberrationen können an jedem Punkt des Systems Strahleigenschaften wie Standardabweichung des Impulses und Verteilung des Impulses über den Koordinaten x und y berechnet werden.

Die Verteilungen der x-Koordinaten, wie sie mit dem Programm TURTLE für die beiden Impulse und jene Ebenen berechnet wurden, die der Eintrittsebene der Pionen in das Wasser-Phantom entsprechen, sind in Abbildung 15 dargestellt. Die Abbildungen 16 und 17 zeigen die berechneten Verteilungen der x-Koordinaten zusammen mit den gemessenen Verteilungen (Abb. 13, 14) des Strahls Nr. 15 des Piotrons. Hierbei wurden die Schwerpunkte der beiden Verteilungen aufeinandergelegt. Die Nullpunkte liegen dann 1.0 cm ($p_0 = 173$ MeV/c) bzw. 1.1 cm ($p_0 = 210$ MeV/c) auseinander.

Das Programm TURTLE berechnete die Abhängigkeit des Impulses von der x-Koordinate für beide Impulse zu je 0.92 MeV/c/cm. Diese Dispersion ist ebenfalls in den Abbildungen 16 und 17 gezeigt. Die Standardabweichung der Impulse wurde zu 2.2% (= $\pm 2.6\%$ FWHM) berechnet.

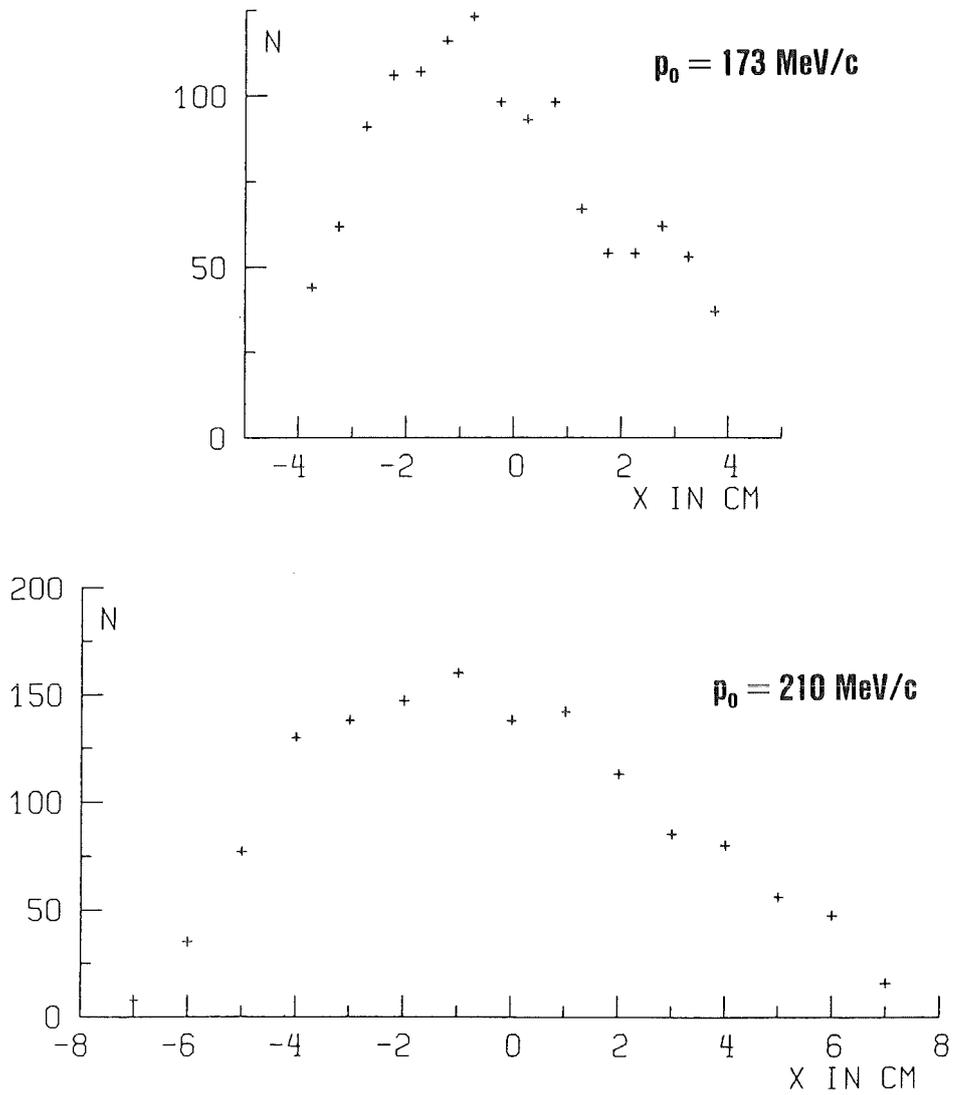


Abb. 15: Projektion der mit dem Teilchentransportprogramm TURTLE für die Ebenen 20.1 cm und 32.6 cm vor der Spektrometerachse berechneten Koordinaten der Teilchen-Trajektorien auf die x- Achse.

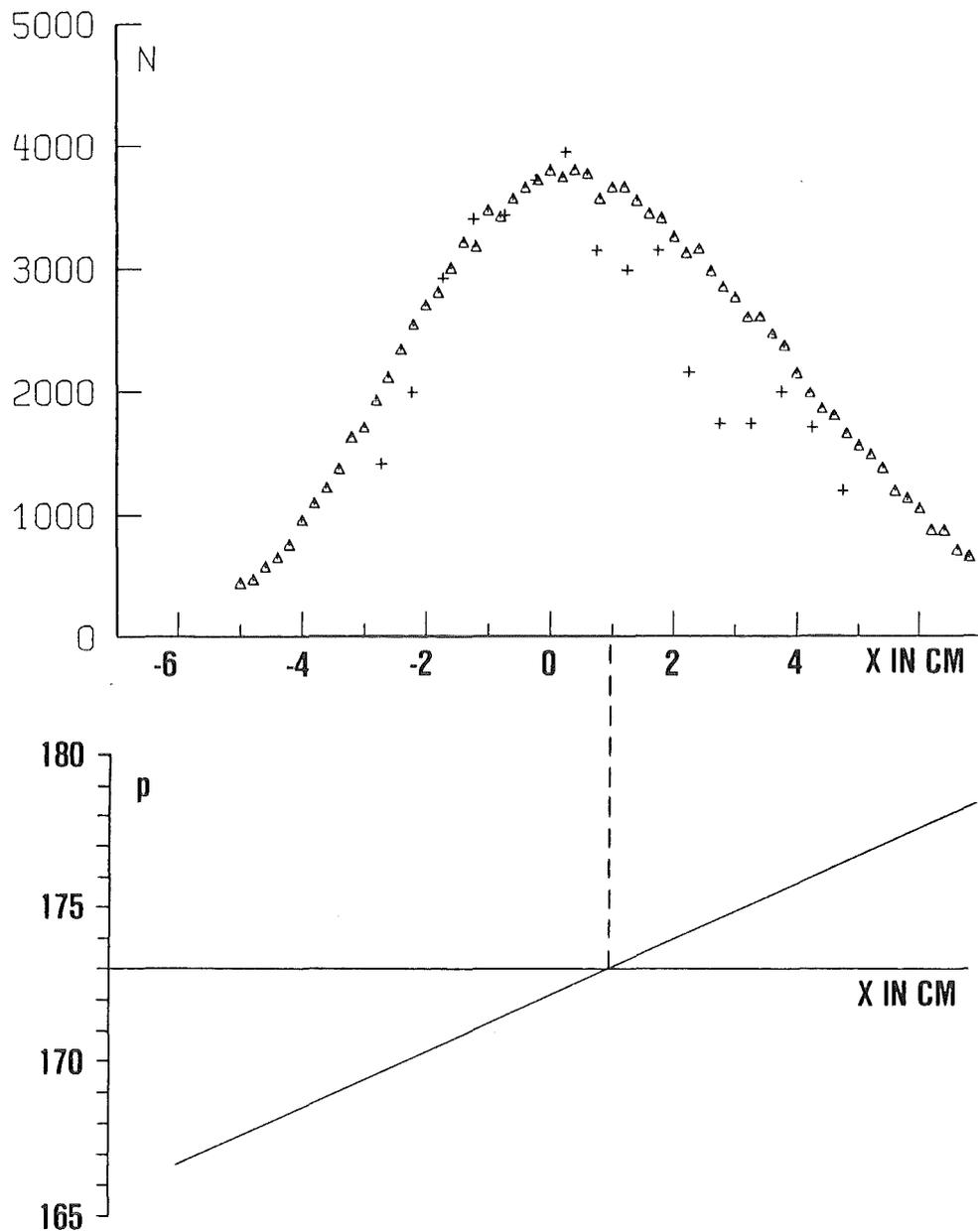


Abb. 16: Abhängigkeit des Impulses von x (unten), bestimmt aus den gemessenen (Δ) und den mit dem Teilchen-transportprogramm TURTLE berechneten (+) Koordinaten der Durchstoßpunkte aller Teilchen-Trajektorien für die Ebene 20.1 cm vor der Spektrometer-achse.

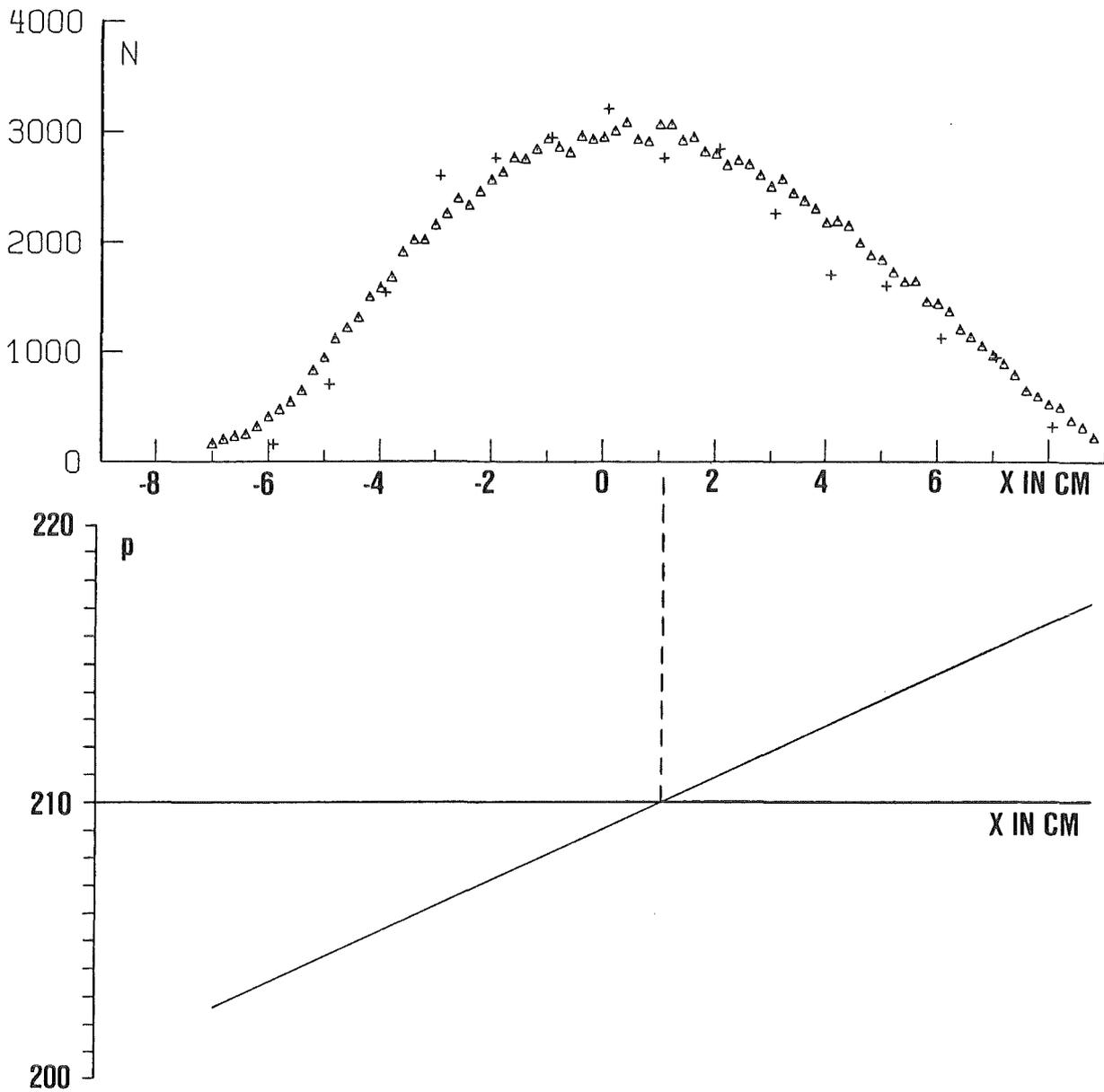


Abb. 17: Abhängigkeit des Impulses von x (unten), bestimmt aus den gemessenen (Δ) und den mit dem Teilchen-transportprogramm TURTLE berechneten (+) Koordinaten der Durchstoßpunkte aller Teilchen-Trajektorien für die Ebene 32.6 cm vor der Spektrometer-achse.

3. Das Teilchentransportprogramm PIONDOSE

Die Verteilung der Energie eines negativen Pionenstrahls an gewebeähnliche Phantome kann mit dem Monte-Carlo-Programm PIONDOSE berechnet werden. Bevor die Ergebnisse dargestellt werden, folgt zunächst eine kurze Beschreibung dieses Programms, der Eingabedaten und der physikalischen Prozesse, die in das Programm aufgenommen wurden. Eine detaillierte Beschreibung des Rechnerprogramms PIONDOSE gaben Büche und Przybilla in Ref. 5 und 6.

Für die Berechnung der Energieverteilung wurde der Phasenraum des Strahls Nr. 15 des Piotrons verwendet, so wie er im vorigen Kapitel beschrieben wurde. Dabei wurde nicht zwischen Pionen, Myonen und Elektronen unterschieden, sondern alle registrierten Ereignisse als Pionen bearbeitet.

3.1 Geometrie des Targetvolumens

Bei den für diese Arbeit durchgeführten Rechnungen wurden die Abmessungen des Phantoms wie folgt gegliedert: Die x- y- Ebene ist in 40 x 40 Rechtecke à 0.5 cm Kantenlänge unterteilt. Die z- Richtung (Strahlrichtung) ist in drei Bereiche eingeteilt. Zwischen 0 und 15 cm (für den Impuls von 173 MeV/c) bzw. 0 und 28 cm (bei 210 MeV/c) beträgt der Netzabstand 1 cm bzw. 2 cm. Die darauf folgenden 10 cm haben einen Netzabstand von 0.2 cm, wodurch im Bereich des Bragg-Peaks eine größere Auflösung erreicht wird. Von 25 cm bis 30 cm (38 cm bis 50 cm) beträgt der Netzabstand wieder 1 cm (2 cm).

3.2 Energieverlust pro Wegstrecke

Der Energieverlust durch inelastische Stöße des Teilchens mit den Atomelektronen wird durch die Bethe-Bloch-Formel angegeben. Das Programm enthält Tabellen des Energieverlustes und der Reichweite für Pionen, Protonen und alle anderen Ionen. Diese Daten werden mit Hilfe des Programms SPAR (Stopping Power And Ranges /14/) berechnet. Die Bahnen der nacheinander "transportierten" Teilchen werden in Schritten von 1 mm Länge simuliert.

Im Gebiet der Reichweite beträgt die Schrittweite 0.01 mm, damit der Verlauf des hohen Energieverlustes möglichst detailliert berechnet werden kann.

3.3 Impulsauflösung und Bahnlängenstraggling

Die endliche Impulsauflösung des Piotron-Strahls beträgt nach den Berechnungen mit dem Teilchentransportprogramm TURTLE (siehe Kapitel 2) $\pm 2.6\%$ (FWHM); sie trägt zu einer Verbreiterung und Verschiebung des Bragg-Peaks bei (siehe Abb. 19). Eine weitere Verbreiterung des Bragg-Peaks kommt daher, daß die Energieabgabe individueller Teilchen bei gleicher kinetischer Energie nicht immer den gleichen festen Wert hat, sondern statistisch (gaußförmig /3/, /15/, /16/) um einen mittleren Energieverlust verteilt ist. Dies führt zum Bahnlängenstraggling, einer Schwankung der Bahnlängen von Teilchen mit derselben Anfangsenergie. Im Programm wird das Bahnlängenstraggling in eine Impulsverschmierung umgerechnet - die entsprechende Standardabweichung bei einem Sollimpuls von 170 MeV/c (210 MeV/c) beträgt 0.96% (1.03%) - und zusammen mit der Impulsauflösung behandelt. Dabei wird zunächst ein Impuls generiert, der der endlichen Impulsauflösung entspricht. Dieser Wert wird dann als neuer "Mittelwert" in der Impulsverteilung verwendet, die dem Bahnlängenstraggling entspricht. Dieser zuletzt gewürfelte Impuls ist der Anfangsimpuls des Pions.

3.4 Vielfach - Coulomb - Streuung

Beim Eindringen eines Strahls geladener Teilchen in Materie dehnt sich der Strahlquerschnitt mit zunehmender Tiefe aus, was ebenfalls zu einer Verbreiterung des Bragg-Peaks führt. Diese Aufweitung des Strahls hat ihre Ursache in der Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Teilchen und den Kernen sowie in geringem Maße auch den Elektronen der Targetmaterie. Da es nach der Rutherford'schen Beziehung viele Streuungen um kleine Winkel, aber nur wenige um größere Ablenkwinkel gibt, wird in unseren Rechnungen nur die Vielfachstreuung berücksichtigt, während die Einfachstreuung vernachlässigt wird. Nach der Theorie von Molière /17/ können die Winkel der

Vielfachstreuung durch eine Gaußsche Häufigkeitsverteilung beschrieben werden. Eine Berücksichtigung der Einfachstreuung würde den Ausläufer bei den großen Winkeln vergrößern. Das Programm generiert zu Beginn jedes 1 mm-Schrittes nach dem Monte-Carlo-Verfahren einen neuen Winkel. Wenn gegen Ende der Bahn die Schritte um den Faktor 100 verkleinert werden, wird das Teilchen 1.5mm geradlinig transportiert, um den Rechenaufwand nicht zu groß werden zu lassen.

3.5 Pionprozesse vermöge der starken Wechselwirkung

Die Zusammenstellung der integrierten Wirkungsquerschnitte und der dazugehörigen Winkelverteilungen für folgende Prozesse (am Beispiel ^{16}O) wird in Ref. 5 ausführlich beschrieben:

Elastische Streuung	$^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^-)^{16}\text{O}$
Inelastische Streuung	$^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^-)^{16}\text{O}^*$
Quasielastische Streuung am Proton	$^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^-\text{p})^{15}\text{N}$
Quasielastische Streuung am Neutron	$^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^-\text{n})^{15}\text{O}$
Ladungsaustausch am gebundenen Proton	$^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^0\text{n})^{15}\text{N}$
Absorption aus gebundenen Zuständen	$\pi^+ ^{16}\text{O} \rightarrow$ Stern von Sekundärteilchen

Die zu diesen Wirkungsquerschnitten analogen für ^{12}C und ^{14}N sowie diejenigen für ^1H sind ebenfalls im Programm enthalten. Die Werte für ^{16}O wurden aus den Werten für ^{12}C mit Hilfe eines Skalenfaktors errechnet, der Absorptionsquerschnitt jeweils als Differenz zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Summe der obigen Querschnitte.

Vor seinem Eintritt ins Phantom wird gemäß den Wirkungsquerschnitten der Bremssubstanz für jedes einzelne Pion eine freie Weglänge gewürfelt, die zwischen null und der vollen Bahnlänge liegt. Am Ende der freien Weglänge löst das Pion einen Prozeß aus. Von den möglichen geladenen Sekundärteilchen aus Reaktionen im Fluge oder aus der Sternbildung bei Absorption des Pions transportiert das Programm nur die Wasserstoffisotope bis zum vollständigen Verlust ihrer kinetischen Energie. Dabei wird eine Korrelation der Sternteilchen bezüglich ihrer Energien

und Impulse nicht berücksichtigt; die Teilchen werden unabhängig voneinander, d.h. im Schwerpunktssystem isotrop, emittiert. Die Winkel werden nach dem Monte-Carlo-Verfahren festgelegt. Die Energie der schwereren Sekundärteilchen wird an ihrem Entstehungsort abgelagert, da sie ohnehin nur eine sehr kurze Reichweite haben.

Bei π^0 -Teilchen wird angenommen, daß die beiden Photonen aus ihrem Zerfall das Phantom ohne Wechselwirkung verlassen. Auch die Photonen aus den Absorptionsprozessen bleiben unberücksichtigt.

Die bei der Sternbildung entstehenden Neutronen werden nicht einzeln transportiert, sondern es wird aus dem bekannten Neutronenspektrum eine Art Energie-Reichweite-Tabelle erstellt, aus der dann entnommen wird, welche Energie von Neutronen bis zu einem bestimmten Abstand von ihrem Entstehungsort übertragen worden ist. Der Transport der Neutronen wird somit formell wie der Transport eines geladenen Ersatzteilchens behandelt/20/.

4. Resultate für die berechnete Energieverteilung

Für die Berechnung der Dosisverteilung des Strahls Nr. 15 des Piotrons mit dem Programm PIONDOSE wurde als Medium Wasser verwendet. Wasser ist als Phantom-Material dem Muskelgewebe weitgehend äquivalent, während Rechnungen mit gewebeähnlichem Plastikmaterial (TE-Plastik) die Energiedosis im Maximum um etwa 13% überschätzen /18/.

Beim Experiment treten die Pionenstrahlen in einen mit Wasser gefüllten Zylinder ein, der im Piotron koaxial angeordnet ist und für den Sollimpuls 173 MeV/c (210 MeV/c) einen Durchmesser von 40 cm (62.8 cm) hat. Die Krümmung dieses Zylinders wurde in den Rechnungen nicht berücksichtigt, da die Ausdehnung des Strahls in y -Richtung nur etwa ± 2.5 cm beträgt und die Krümmung somit praktisch keine Rolle spielt. Um die Ergebnisse der Rechnungen mit den experimentell gewonnenen Dosisverteilungen vergleichen zu können (siehe Kap. 5), wurde mit demselben Sollimpuls gerechnet, der auch im Experiment verwendet wurde: 171.8 MeV/c (entsprechend 1880 Ampère) und 209.6 MeV/c (2294 Ampère). Die Beziehung zwischen Strom, der durch das Spektrometer fließt, und Impuls ist bislang nicht geeicht worden.

4.1 Tiefendosiskurven

Die gesamte von Pionen an das Target übertragene Energie, projiziert auf die Strahlachse, ist in Abbildung 18 als Funktion der Eindringtiefe für beide Sollimpulse dargestellt. Diese Tiefendosiskurven enthalten die Beiträge aus dem Bremsvorgang der Pionen, von geladenen Sekundärteilchen nach Reaktionen im Fluge und in Ruhe, sowie von Neutronen. Man erkennt, daß mit zunehmendem Impuls der Maximalwert der deponierten Energie als Folge von absoluter Impulsunschärfe, Stragglung und Vielfachstreuung abnimmt, während die Breite des Bragg-Peaks anwächst. Das Impulsband beträgt bei beiden Impulsen $\pm 2.6\%$ (FWHM). Die im Kapitel 2 beschriebene Dispersion beeinflußt die Gestalt der Tiefendosiskurve; sie verbreitert den

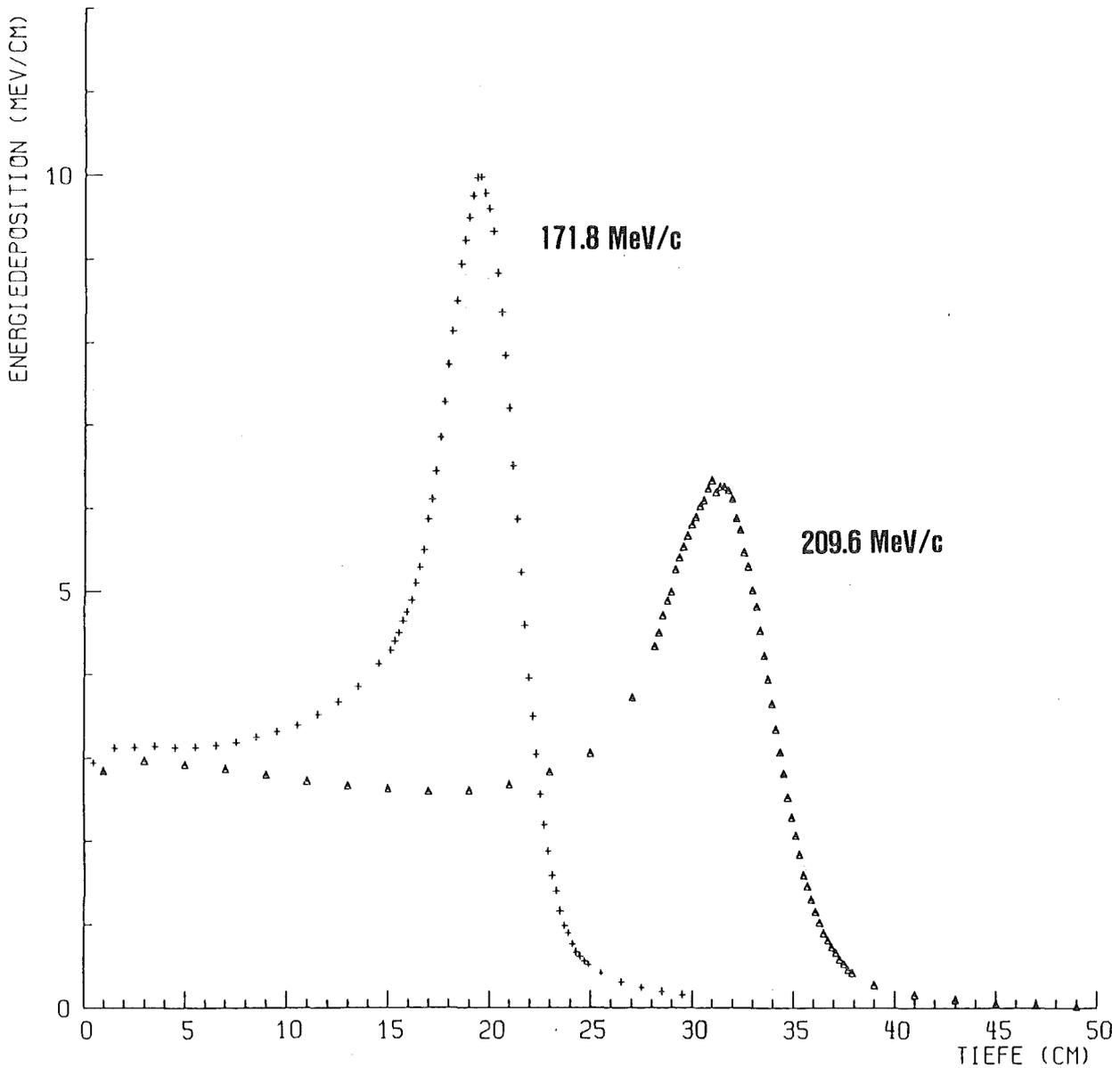


Abb. 18: Tiefendosiskurven, berechnet für den Phasenraum des Piotron- Strahls Nr. 15 in Wasser. Impulsauflösung jeweils $\pm 2.6\%$ (FWHM).

Bragg-Peak. Ohne Berücksichtigung der Dispersion wäre der Bragg-Peak schlanker.

Den Einfluß der Impulsbandbreite zeigt Abbildung 19. Mit wachsender Impulsbandbreite wird der Bragg-Peak niedriger, aber breiter und verschiebt sich etwas zu kleineren Eindringtiefen hin. Letzteres kommt daher, daß die Tiefendosiskurve

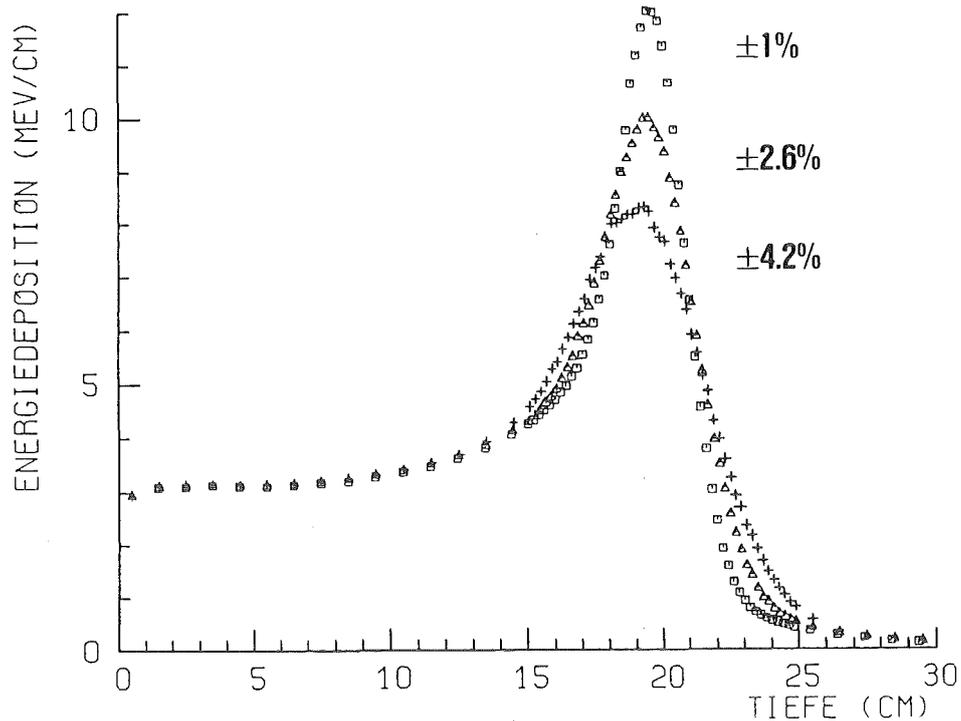


Abb. 19: Tiefendosiskurven des Pionenstrahls in Wasser bei einem Sollimpuls von 171.8 MeV/c, berechnet für verschiedene Impulsaufösungen.

unsymmetrisch ist, d.h. daß der Anstieg etwas flacher verläuft als der Abfall.

4.2 Isodosen

Für die Therapieplanung sind zweidimensionale Diagramme mit Linien gleicher Dosis (Isodosen) besonders wichtig. Die Abbildungen 20 und 21 zeigen für die Sollimpulse 171.8 MeV/c und 209.6 MeV/c berechnete Isodosenkarten für einige Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung. Alle Isodosen wurden dabei auf den Maximalwert der Dosis im Bragg-Peak normiert. Es zeigt sich, daß sich das lokale Maximum der Dosis mit fortschreitender z- Koordinate zunächst nach negativen x- Werten verschiebt (z.B. bei $z = 17.7$ cm). Dies kommt daher, daß bei negativen Werten der x- Koordinate die kleineren Eindringtiefen (Impulse) der Pionen überwiegen (siehe Abb. 16, 17).

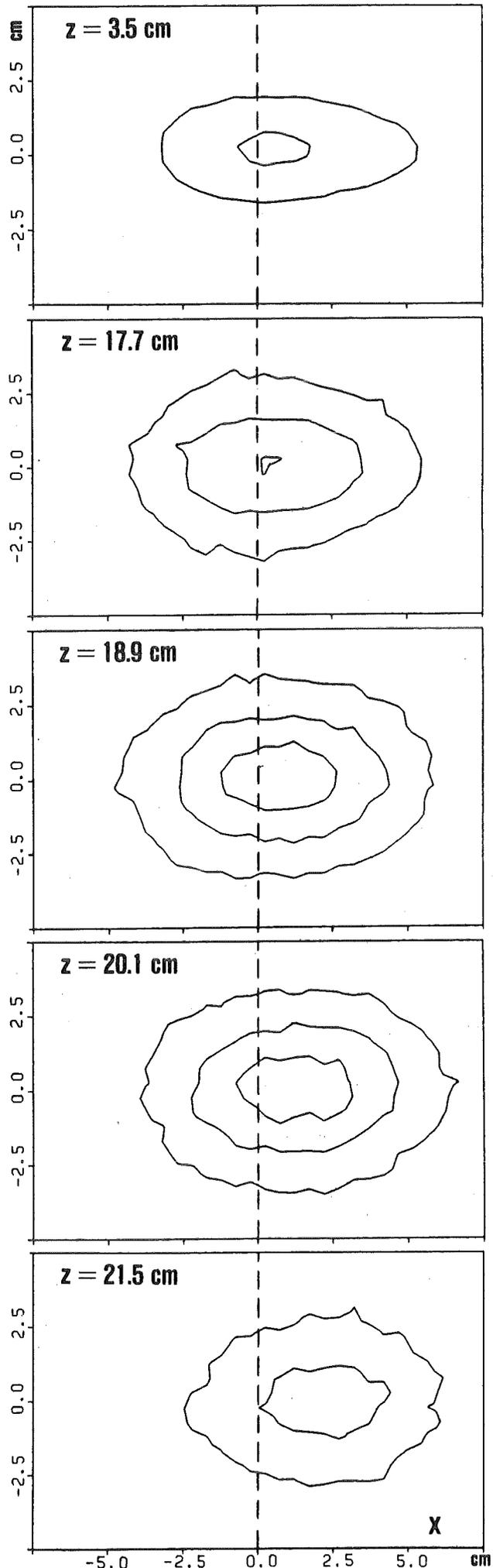
Bei größeren Eindringtiefen verschiebt sich dann die Verteilung mehr und mehr zu positiven x -Werten hin, weil dort die größeren Impulse der Pionen überwiegen. Letzterer Effekt ist deutlicher zu sehen, weil der Strahl außerdem noch in Richtung der positiven x -Achse geneigt ist und weil die positiven Werte von x häufiger vorkommen als die negativen (siehe Abb. 13, 14).

Die jeweils ersten Querschnitte der Abbildungen 20 und 21 bestätigen außerdem, daß bei dem Sollimpuls $p_0 = 209.6$ MeV/c das Verhältnis der Dosen von Bragg-Peak und Plateau kleiner ist als bei $p_0 = 171.8$ MeV/c, weil im ersten Fall auch noch 85% der maximalen Dosis zu sehen sind.

In Abbildung 22 wird für die Ebenen zu Beginn des Phantoms ($p_0 = 171.8$ MeV/c: $z = 3.5$ cm; $p_0 = 209.6$ MeV/c: $z = 7$ cm)

Abb. 20:

Berechnete Isodosen für verschiedene Positionen entlang der Strahlachse; $p_0 = 171.8$ MeV/c $\pm 2.6\%$ (FWHM). Dargestellt sind 15%, 45% und 85% der maximalen Dosis im Bragg-Peak.

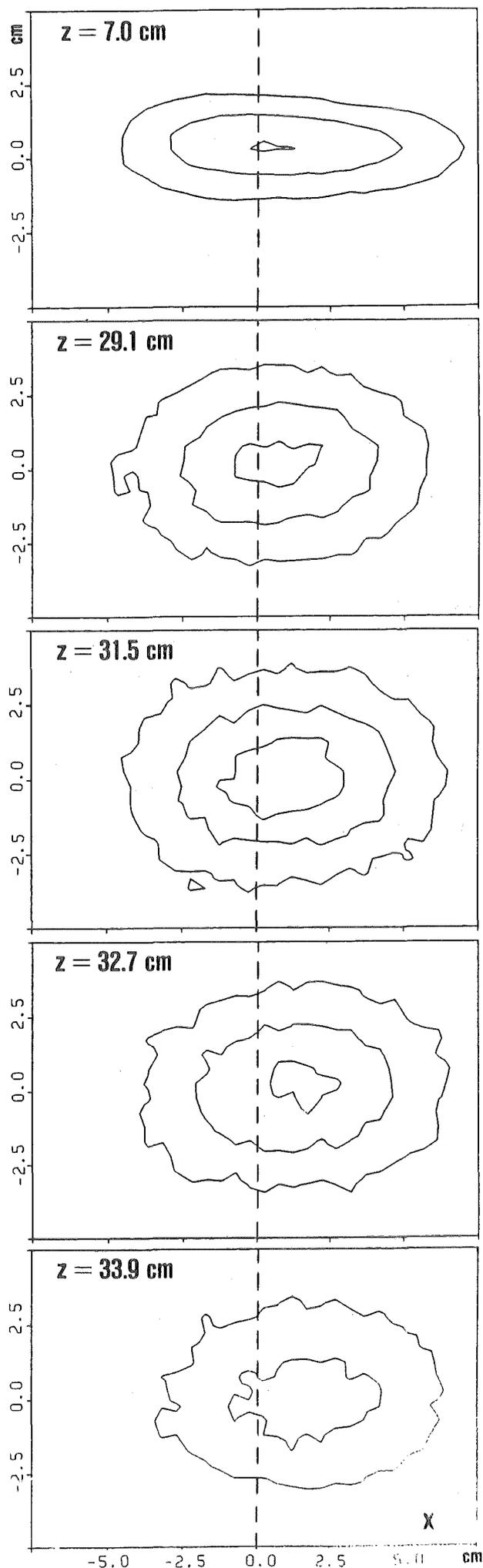


und im Bragg-Peak ($z = 20.1$ cm bzw. 32.7 cm) die berechnete Verteilung der Energie im Wasser-Phantom (gestrichelte Linien) zusammen mit der Verteilung der Koordinaten der Teilchen-Trajektorien aus den Abbildungen 8 und 9 (durchgezogene Linien) dargestellt. Man sieht deutlich die Aufweitung des Strahls durch die Vielfachstreuung. In y -Richtung ist die Aufweitung deshalb größer als in x -Richtung, weil die Divergenz des Strahls in y -Richtung die Aufweitung verstärkt, während die Konvergenz des Strahls in x -Richtung der Aufweitung entgegenwirkt. Die Isodosen in diesen Abbildungen wurden auf das Maximum des jeweiligen Querschnitts normiert.

Die räumliche Verteilung der Energiedosis längs der Strahlachse wird in den Abbildungen 23 und 24 dargestellt. Hierbei wurden alle Isodosen für einen bestimmten Impuls auf den Mittelwert der Dosis in einem kleinen Bereich um das Maximum

Abb. 21:

Berechnete Isodosen für verschiedene Positionen entlang der Strahlachse; $p_0 = 209.6 \text{ MeV}/c \pm 2.6\%$ (FWHM). Dargestellt sind 15%, 45% und 85% der maximalen Dosis im Bragg-Peak.



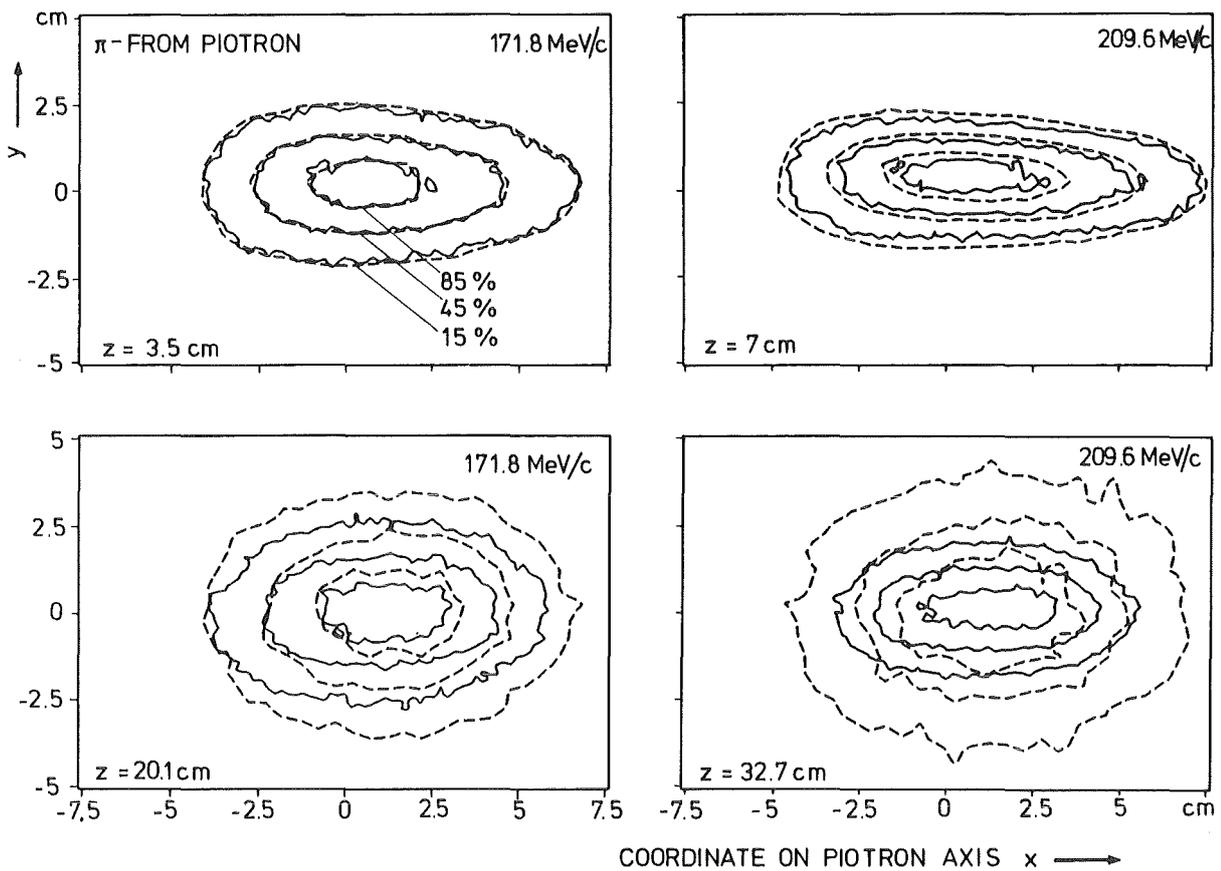


Abb. 22: Überlagerung der für den Phasenraum des Strahls Nr. 15 berechneten Dosisverteilung (gestrichelt) und der Häufigkeitsverteilung der Koordinaten der Teilchen-Trajektorien (durchgezogen) jeweils in zwei Ebenen senkrecht zur Strahlachse.

des Bragg-Peaks bezogen. Der Schnitt wurde entlang der Linie $x = + 1.5 \text{ cm}$; $y = 0$ geführt. Die Schicht, über die integriert wurde, war $\pm 1 \text{ cm}$ dick. Auch hier zeigt sich wieder, daß der untersuchte Strahl in x- Richtung etwas geneigt verläuft. Auch die Dispersion des Strahls, seine Konvergenz in x- Richtung und seine Divergenz in y- Richtung sind zu erkennen.

Bei den Tiefendosiskurven (Abb. 18) war schon zu erkennen, was jetzt in den Abbildungen 23 und 24 erneut sichtbar wird: Daß bei dem größeren Impuls der Bragg-Peak niedriger und breiter, das Verhältnis der Dosen von Peak und Plateau mithin kleiner ist als bei dem kleineren Impuls. Dies liegt daran, daß wegen des Bahnlängenstragglings und der Vielfachstreuung der Bragg-Peak bei einem größeren Impuls räumlich ausgedehnter

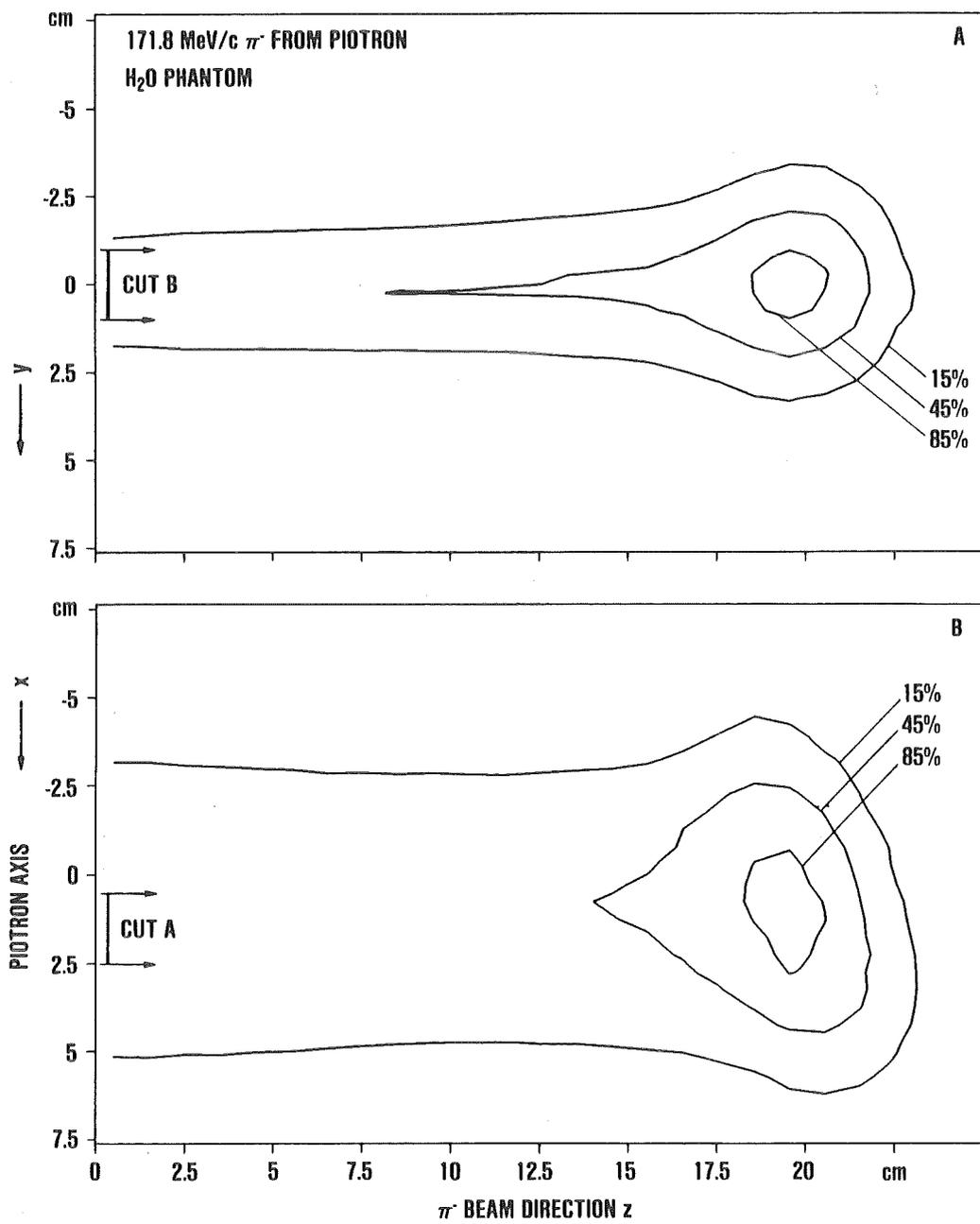


Abb. 23: Für den Phasenraum des Strahls Nr. 15 berechnete Verteilung der Dosis längs der Strahlachse z. Impulsauflösung $\pm 2.6\%$ (FWHM).

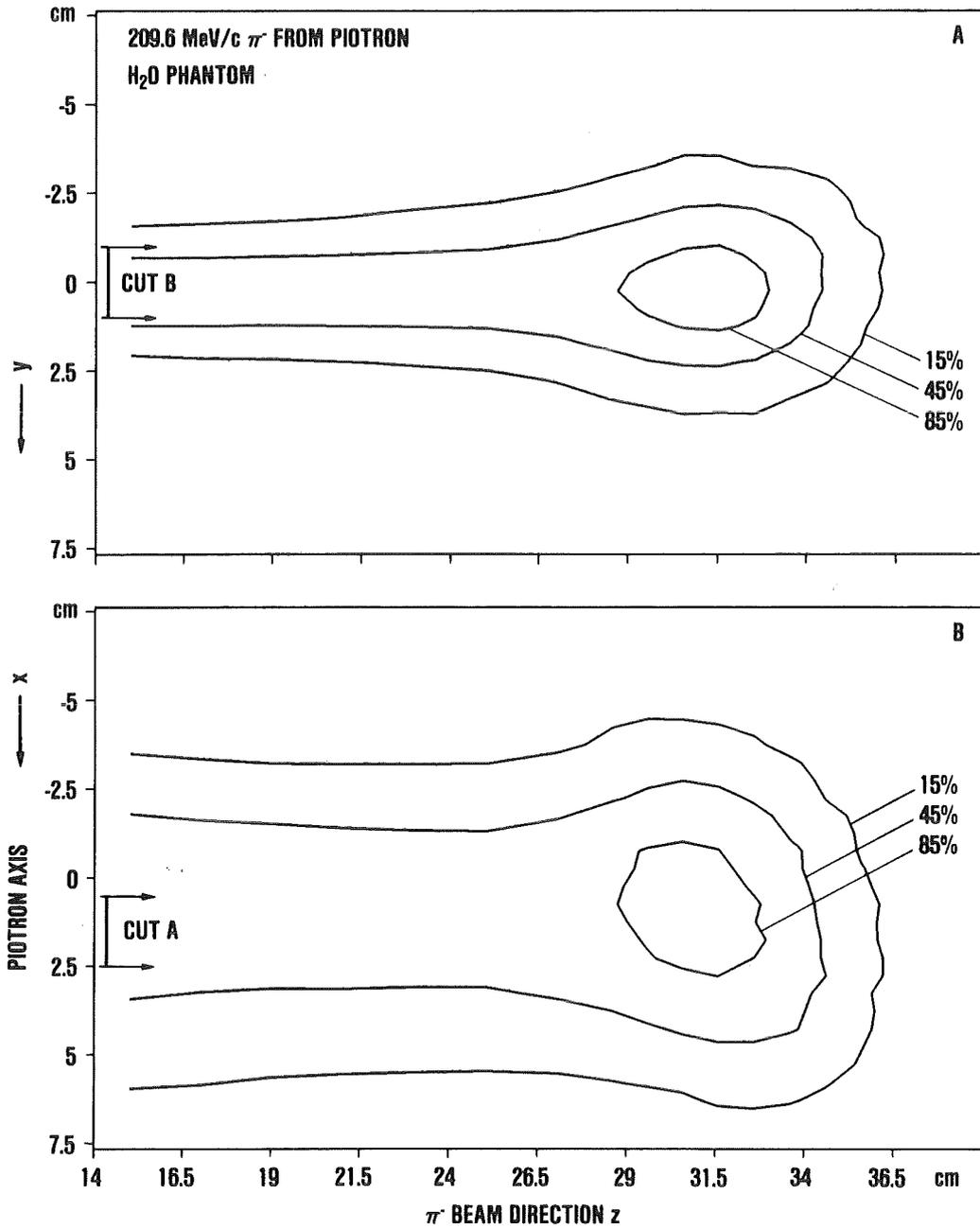


Abb. 24: Für den Phasenraum des Strahls Nr. 15 berechnete Verteilung der Dosis längs der Strahlachse z. Impulsauflösung $\pm 2.6\%$ (FWHM).

ist und die Energie somit auf ein größeres Volumen verteilt wird. Die Linie, die 45% der maximalen Dosis darstellt, ist deshalb bei der Isodosenkarte für den größeren Impuls noch innerhalb des Plateaus.

4.3 Energiedepositionsspektren

Die Empfindlichkeit der Gewebezellen gegenüber Bestrahlung hängt davon ab, bei welcher Ionisationsdichte ihnen eine bestimmte Energie übertragen wird. Ein physikalisches Maß für die Ionisationsdichte ist der Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke. Diese Größe berücksichtigt allerdings nicht, in welcher Form oder Entfernung von der Spur die Energie vom Medium aufgenommen wird. Deshalb ist neben dem Energieverlust pro Wegstrecke der Begriff Linearer Energie-Transfer (LET) definiert, der im Grenzfall großer Ausdehnung um die betrachtete Spur in den Energieverlust pro Wegstrecke übergeht, d.h. $LET_{\infty} = -dE/dx$.

In der Mikrodosimetrie ist die Größe Lineale Energie y besonders wichtig. Sie stellt die in einem winzigen Volumenelement deponierte Energie dar, dividiert durch die mittlere Bahnlänge (typisch: 1 μm) in diesem Volumen.

Abbildung 25 zeigt eine berechnete Energiedepositionsverteilung bei einer Eindringtiefe von 2.5 cm in Wasser. Der Durchmesser des empfindlichen Volumens betrug 2 μm . Die intensive schmale Verteilung der Dosis (1) um einen kleinen Wert y der deponierten Energie rührt von der kinetischen Energie der schnellen Pionen her, die das Volumenelement durchqueren. Ferner sieht man einen kleinen Beitrag (2) von Pionen, die das empfindliche Volumenelement nicht zentral, sondern in Randgebieten durchqueren. Den Beitrag (3) der Linealen Energie leisten die schweren Sekundärteilchen p , d , t , ^3He , ^4He , Li u.s.w. aus Reaktionen der Pionen im Flug mit Atomkernen des Phantom-Materials. Der noch verbleibende Teil (4) der Energiedepositionsverteilung kommt von Delta-Elektronen, die hauptsächlich von Pionen und rasch bewegten Wasserstoffisotopen erzeugt werden. Sie haben ausreichend Energie, um die unmittelbare Umgebung der Spur

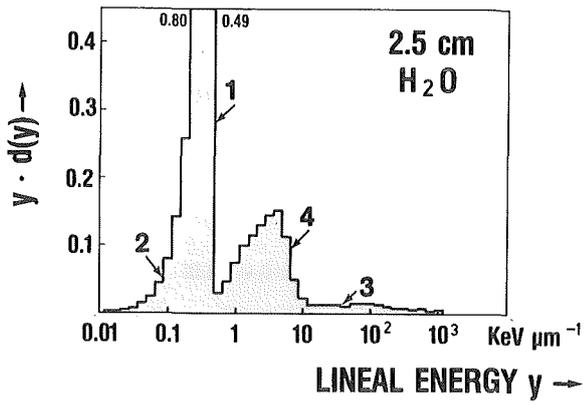


Abb. 25:
Berechnetes Energiedepositions-
spektrum des Pionenstrahls in
Wasser.

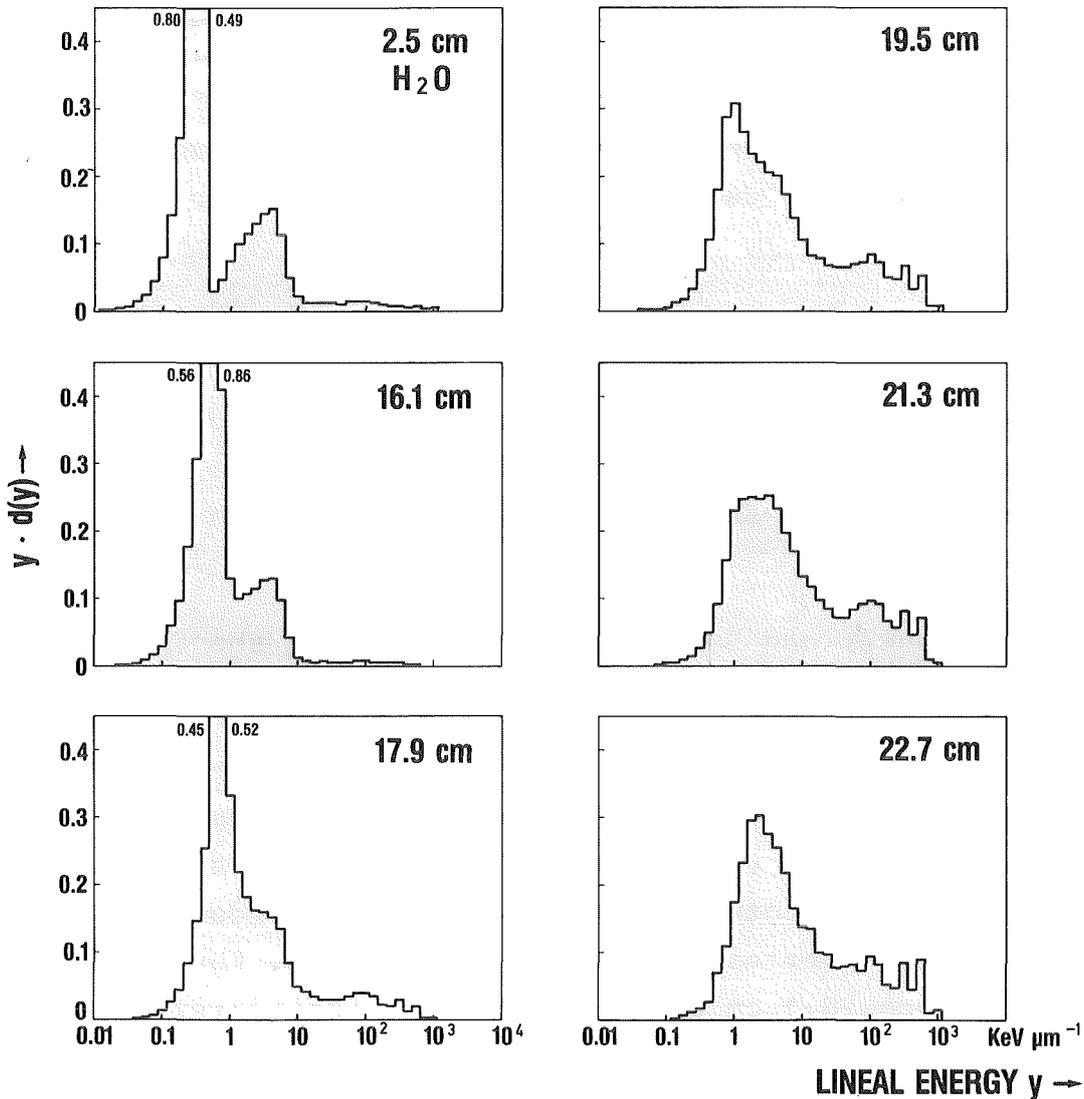


Abb. 26: Berechnete Verteilungen der Linealen Energie y des Pionenstrahls in Wasser für mehrere Positionen entlang der Strahlrichtung; $p_0 = 171.8 \text{ MeV}/c$, $\Delta p/p = \pm 2.6\%$, Durchmesser des empfindlichen Volumens = $2 \mu\text{m}$.

des Primärteilchens zu verlassen und werden dann als freie Elektronen mit dem ihnen eigenen Energiedepositionsspektrum (4) im Mikrodosimeter registriert.

In Abbildung 26 ist die berechnete Lineale Energie y für einige Positionen entlang der Strahlrichtung dargestellt. Im Plateau-Bereich verschiebt sich die Linie (1) mit abnehmender Geschwindigkeit der Pionen, d.h. zunehmender Eindringtiefe, zu höheren Werten der deponierten Energie. Der Beitrag der Delta-Elektronen geht mit abnehmender Restenergie der Pionen zurück. Im Bragg-Peak ändert sich dann die Form des y -Spektrums. Der Beitrag der Pionen geht stark zurück, während die Sekundärteilchen aus dem Pioneneinfang eine breite, bis zu hohen Ionisationsdichten reichende Verteilung der deponierten Energien verursachen. Hinter dem Bragg-Peak gibt es dann nur noch die Beiträge der Sekundärteilchen.

Die y -Verteilungen für die Positionen hinter dem Bragg-Peak sind nicht ganz korrekt. Sie müßten eigentlich noch einen Beitrag der dünn ionisierenden Elektronen und Myonen aus der Verunreinigung des Strahls enthalten. Wie schon erwähnt, wurde aber die Kontamination des Strahls in den Rechnungen nicht berücksichtigt.

Die Neutronen unter den Sekundärteilchen leisten ebenfalls einen Beitrag zu den y -Spektren, der in dieser Darstellung nicht berücksichtigt wurde.

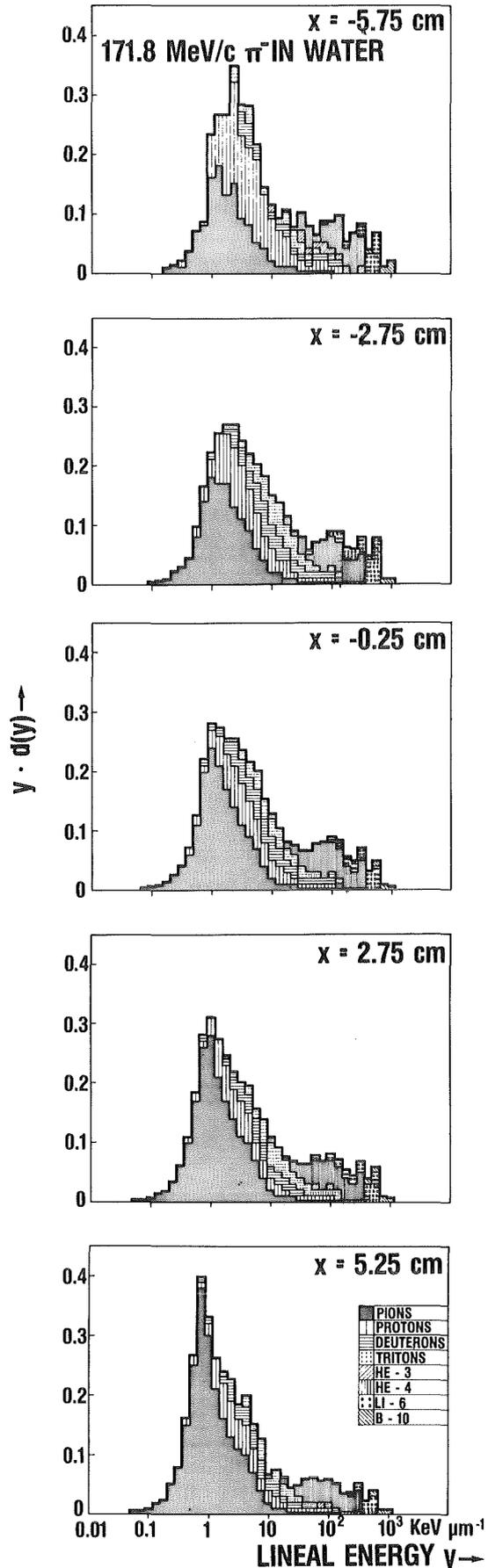
In einer bestimmten Eindringtiefe z ist die Verteilung der Linealen Energie y für verschiedene Positionen entlang den x - und y -Richtungen unterschiedlich. In den Abbildungen 27 und 28 wird die y -Verteilung im Bragg-Peak, d.h. für eine Eindringtiefe von 20.1 cm bzw. 32.7 cm, bei fortschreitender Koordinate x gezeigt. Wegen der Normierung der einzelnen Verteilungen können für eine bestimmte Koordinate nur die relativen Beiträge der einzelnen Teilchenarten entnommen werden. Neutronen wurden hierbei nicht berücksichtigt.

Bei wachsender Koordinate x - die Abbildungen 22 bis 24 ver-

deutlichen die Lage der ausgewählten Positionen - nimmt der relative Beitrag der Pionen deutlich zu und verschiebt sich zu kleineren Werten der Linealen Energie. Dies liegt an der Dispersion des Strahls (siehe Abb. 16,17); die mittlere Eindringtiefe - und damit der relative Anteil der noch nicht gestoppten Pionen - nimmt mit der Koordinate x zu. Den kleinen Ausläufer bei großen Werten der Linealen Energie erzeugen Pionen, wenn sie zum Stillstand kommen. Das Maximum der y -Verteilung, das bei wachsender Koordinate x immer mehr von dem Beitrag der Pionen bestimmt wird, verschiebt sich deshalb zu kleineren Werten der Linealen Energie hin, weil die mittlere Geschwindigkeit, die die Pionen in dieser Tiefe noch haben, mit der Koordinate x ansteigt.

Abb. 27:

Verteilungen der Linealen Energie y des Pionenstrahls für Wasser und mehrere Positionen entlang der x -Achse. Die Beiträge der verschiedenen Arten der Sekundärteilchen sind getrennt eingezeichnet; $p=171.8$ MeV/c $\pm 2.6\%$; Durchmesser des empfindlichen Volumens: $2\mu\text{m}$.

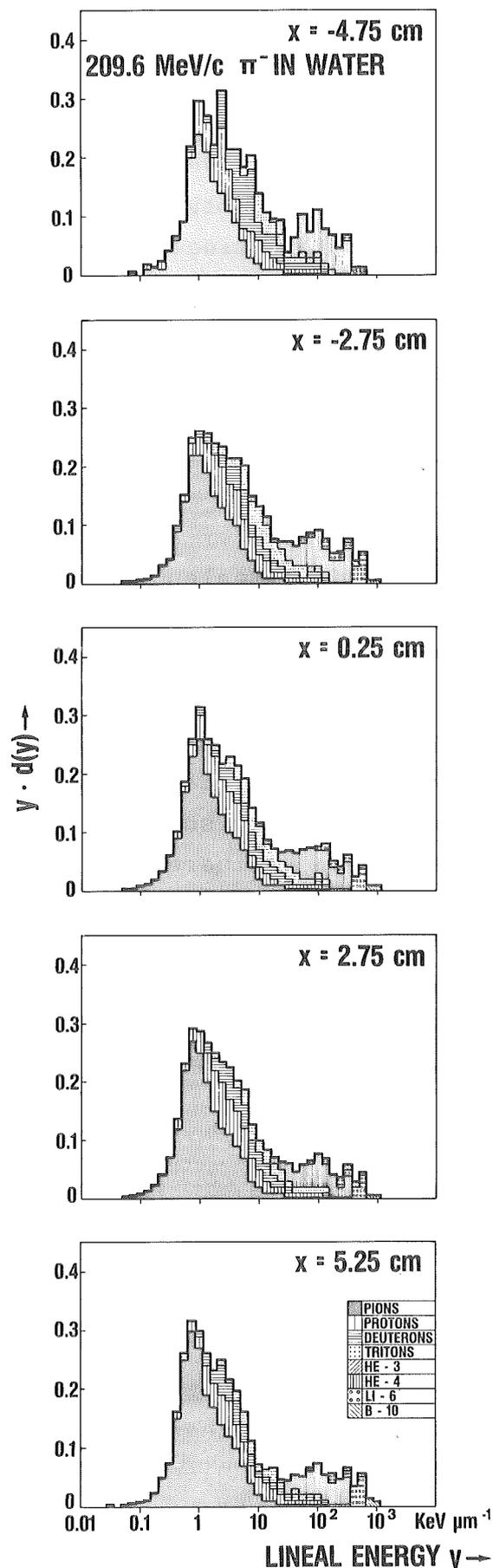


Der relative Anteil der Wasserstoffisotope, die bis zum vollständigen Verlust ihrer kinetischen Energie transportiert werden, wird bei zunehmendem x kleiner. Dies liegt daran, daß die relative Häufigkeit der Sternbildungen abnimmt.

Obwohl die Positionen $x=-0.25\text{cm}$ und $x=+2.75\text{cm}$ in Abbildung 22 ($p_0=171.8\text{ MeV/c}$) etwa in gleicher Weise in der Nähe zur 85%-Isodosen liegen, unterscheiden sich die entsprechenden y -Verteilungen in Abbildung 27 deutlich: Der höhere Pionenanteil bei $x=2.75\text{cm}$ führt zu einem erhöhten Anteil der Dosis bei kleinen y -Werten. Obwohl demnach die Energiedosis denselben Wert annimmt, ist im Falle einer Bestrahlung für die Position bei $x=2.75\text{cm}$ eine geringere RBE zu erwarten. Noch deutlicher wird das eben Gesagte beim Vergleich der Positionen $x=-2.75\text{cm}$ und $x=+5.25\text{cm}$. Eine analoge Betrachtung läßt sich an den Abb.

Abb. 28:

Verteilungen der Linealen Energie y des Pionenstrahls für Wasser und mehrere Positionen entlang der x -Achse. Die Beiträge der verschiedenen Arten der Sekundärteilchen sind getrennt eingezeichnet; $p=209.6\text{ MeV/c} \pm 2.6\%$; Durchmesser des empfindlichen Volumens: $2\mu\text{m}$.



22 und 28 ($p_0 = 209.6 \text{ MeV/c}$) durchführen.

Auch in Richtung der y-Achse ist die Verteilung der Linealen Energie unterschiedlich, wie dies aus den Abbildungen 29 und 30 ersichtlich ist. (Gemittelt wurde jeweils über ein Volumen von $x \times y \times z = 4 \times 0.5 \times 0.8 \text{ cm}^3$, während bei den Abbildungen 27 und 28 über ein Volumen von $0.5 \times 2 \times 0.8 \text{ cm}^3$ gemittelt wurde). Der relative Anteil der Wasserstoffisotope ist bei $y = \pm 2.75 \text{ cm}$

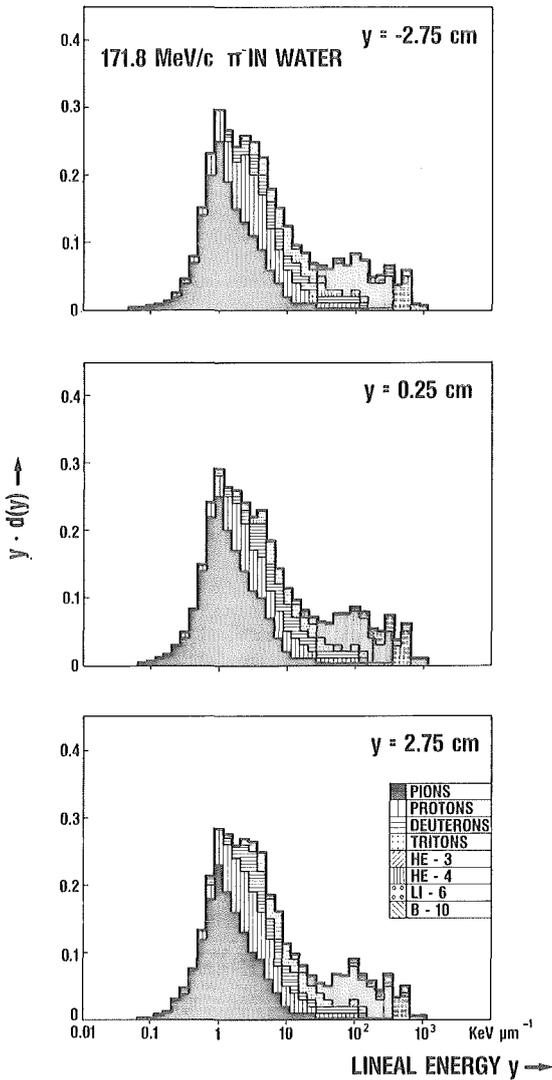


Abb. 29

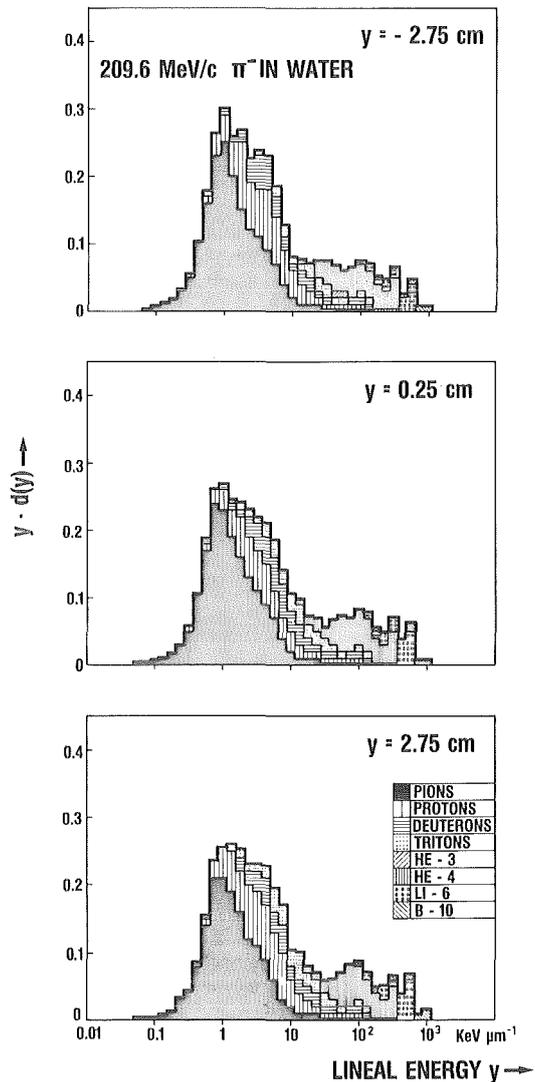


Abb. 30

Verteilungen der Linealen Energie y des Pionenstrahls für Wasser und mehrere Positionen entlang der y-Achse; $p = 171.8 \text{ MeV/c}$ (Abb. 29) bzw. 209.6 MeV/c (Abb. 30).

etwas größer als bei $y = 0$, weil Protonen, Deuteronen und Tritonen, die im viel dichter von Pionen getroffenen Zentrum des Strahls entstanden sind, einen Beitrag zur Dosis am Rand des Strahlquerschnitts leisten. Im Gegensatz zur x -Richtung sind die Energiedepositionsspektren an den in der Dosisverteilung (Abb. 22) symmetrisch gelegenen Örtern $y = \pm 2.75\text{cm}$ ebenfalls symmetrisch.

5. Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Dosisverteilungen

Zur Überprüfung der mit dem Programm PIONDOSE berechneten Dosisverteilungen werden nun die Isodosen aus Kapitel 4 mit experimentell gewonnenen Isodosen, die uns E. Pedroni vom SIN in Villigen zur Verfügung gestellt hat, verglichen. Diese Messungen wurden mit dem Strahl Nr. 60 in Wasser bei Impulsen von 171.8 MeV/c (entsprechend 1880 Ampère) und 209.6 MeV/c (entsprechend 2294 Ampère) durchgeführt. Als Pionen-Produktionstarget wurde ein 70 mm Beryllium-Target verwendet, der Schlitz war zu 80% geöffnet.

Für einen Vergleich sind die berechneten und die gemessenen Isodosen in den Abbildungen 31 und 32 zusammen dargestellt. Die Abbildungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen der rechnerisch und der experimentell ermittelten räumlichen Dosisverteilung. Zwei Abweichungen sollen im folgenden näher untersucht werden: Zum einen ist bei der berechneten Dosisverteilung das Verhältnis der Breiten von Peak und Plateau etwas zu groß, was man besonders deutlich im Zentrum des Peaks sieht. Zum anderen stimmen die Eindringtiefen nicht genau überein.

5.1 Variation der Impulsbandbreite

Wie schon im vorigen Kapitel erklärt wurde (Abb. 19), hat die Impulsbandbreite einen Einfluß auf die Eindringtiefe und auf die Form des Bragg-Peaks. Bei steigender Impulsunschärfe wird der Bragg-Peak in der Tiefendosiskurve flacher und breiter und verschiebt sich etwas zu kleineren Eindringtiefen hin. Der Einfluß der Impulsbandbreite auf die Form der Isodosen längs der Strahlachse ist folgender: Das Verhältnis der Breiten von Peak und Plateau wird bei zunehmender Impulsunschärfe kleiner, dafür wird aber der Abfall nach dem Peak flacher und länger, weil ja größere Impulse vorkommen.

Um die bestmögliche Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Isodosen zu erzielen, werden in der Rechnung

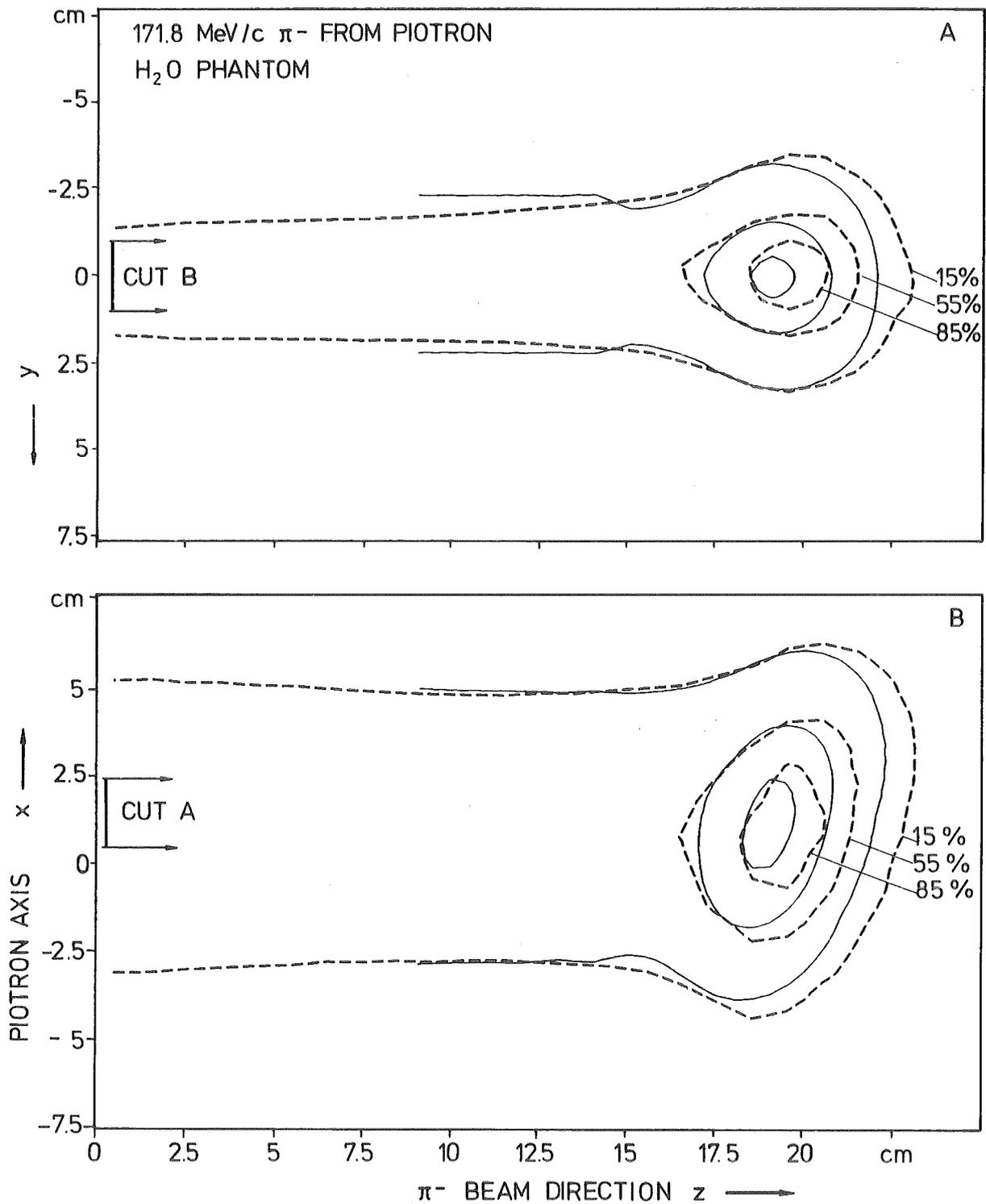


Abb. 31: Für den Phasenraum des Strahls Nr. 15 berechnete Isodosen (gestrichelt) aus Abb. 23 zusammen mit den am Strahl Nr. 60 experimentell gewonnenen Isodosen (durchgezogen) in Wasser.

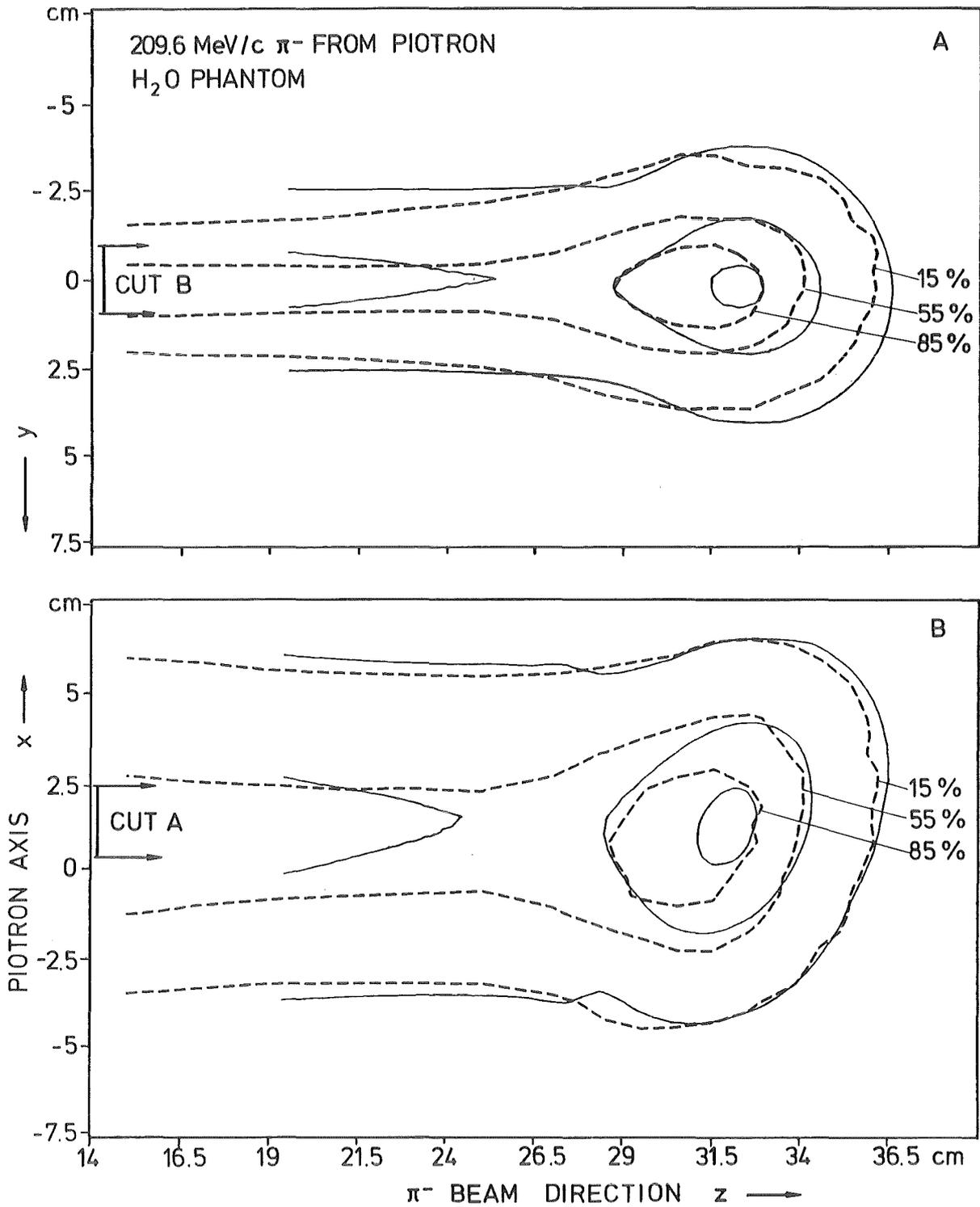


Abb. 32: Für den Phasenraum des Strahls Nr. 15 berechnete Isodosen (gestrichelt) aus Abb. 24 zusammen mit den am Strahl Nr. 60 experimentell gewonnenen Isodosen (durchgezogen) in Wasser.

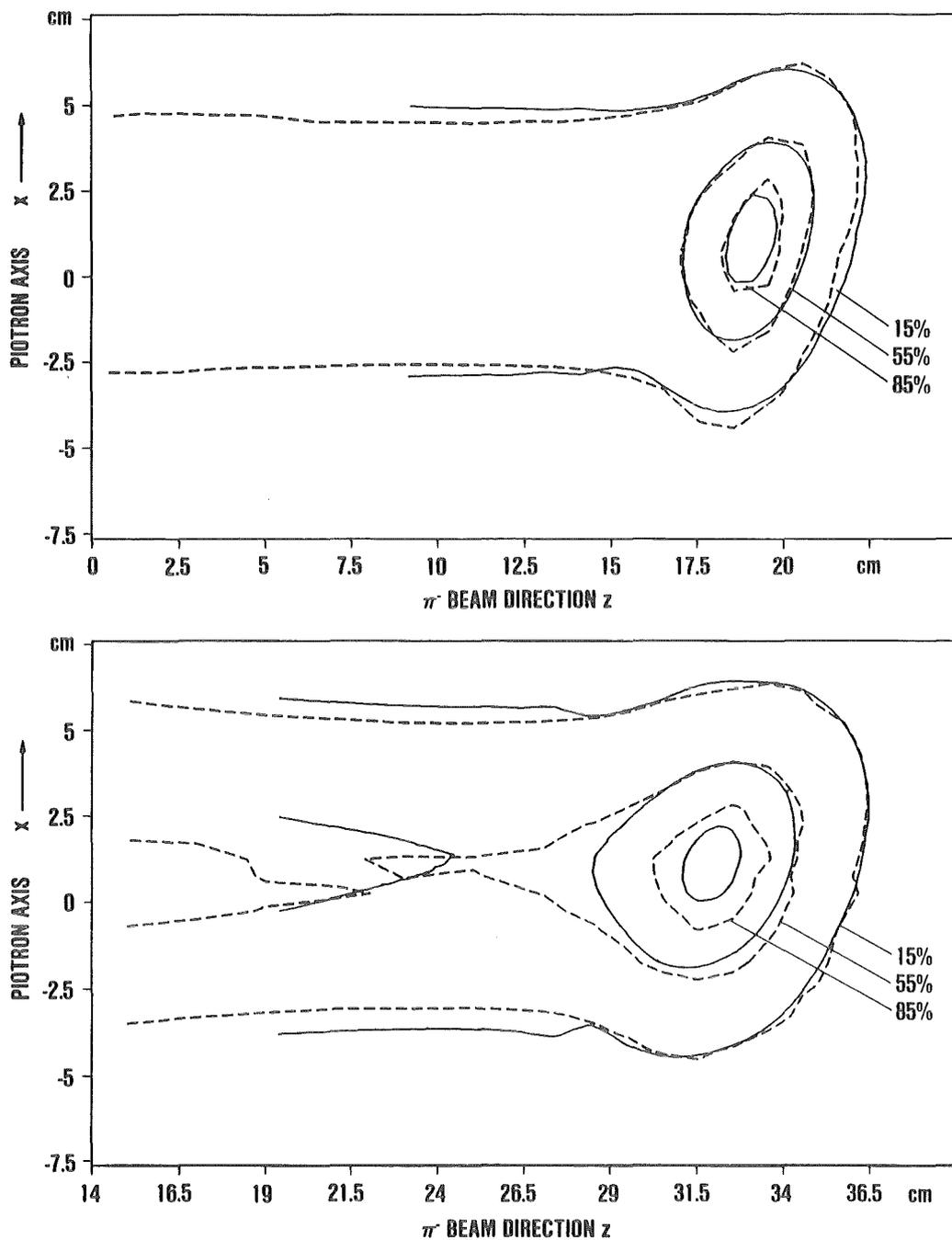


Abb. 33: Berechnete Verteilung der Dosis längs der Strahlachse z für die Impulse $170 \text{ MeV}/c \pm 1.7\%$ (oben) und $211.5 \text{ MeV}/c \pm 1.8\%$ (unten; jeweils gestrichelt) zusammen mit den experimentell gewonnenen Isodosen. Für die Berechnung der Isodosen wurden die Impulse und Impulsunschärfen so gewählt, daß die bestmögliche Übereinstimmung mit den gemessenen Isodosen zustande kam.

die Parameter Sollimpuls und Impulsunschärfe variiert. Das Ergebnis sieht man in Abbildung 33; es wurde mit den Impulsen $p = 170 \text{ MeV/c} \pm 1.7\%$ bzw. $p = 211.5 \text{ MeV/c} \pm 1.8\%$ (FWHM) erreicht. Die Standardwerte des Sollimpulses (Abb. 23,24) mußten hierfür nur geringfügig geändert werden, während die Impulsunschärfe von $\pm 2.6\%$ auf $\pm 1.7\%$ bzw. $\pm 1.8\%$ deutlich verringert werden mußte. Aber da die Strahlen Nr. 15 und Nr. 60, die für die Berechnung bzw. Messung der Isodosen verwendet wurden, kleine Unterschiede aufweisen, sind auch bei den Isodosen geringe Abweichungen zu erwarten. Zudem geben die Rechnungen mit dem Programm TURTLE, mit dem die Impulsunschärfe berechnet wurde, den Strahlverlauf nicht exakt wieder.

Die nicht gezeigten Isodosen in der y-z-Ebene stimmen in ähnlicher Weise gut überein wie die Isodosen in Abbildung 33.

5.2 Berücksichtigung der Kontamination mit Myonen und Elektronen

Die Tatsache, daß bei der Berechnung der Dosisverteilung die Kontamination des Strahls mit Myonen und Elektronen nicht berücksichtigt wurde, sondern ihre Trajektorien als Pionen bearbeitet wurden, ist sicher ein Hauptgrund für die kleinen Abweichungen der berechneten Isodosen von den experimentell gewonnenen. Immerhin ist der Strahl bei 170 MeV/c mit etwa 5% Myonen und 13% Elektronen verunreinigt; zudem ist die Kontamination der Strahlen Nr. 15 und Nr. 60 geringfügig unterschiedlich /12/.

Der Unterschied zwischen den Myonen und den Pionen in der Dosisverteilung kann noch verhältnismäßig leicht vernachlässigt werden, zumal der Anteil der Myonen am Strahl klein ist. Die Myonen haben, sofern sie aus dem Gebiet des Produktionstargets kommen, denselben Impuls wie die Pionen. Myonen mit einem Impuls von 171.8 MeV/c haben eine Reichweite $R = 28.84 \text{ cm}$, während die Pionen bei demselben Anfangsimpuls eine Reichweite von $R = 19.84 \text{ cm}$ haben /19/. Eine Berücksichtigung der Myonen würde also nur eine kleine Verbreiterung des Untergrundes der Energieverteilung mit sich bringen, die 15% -Isodose ein wenig zu größeren Eindringtiefen hin verschieben und damit den Abfall des Bragg-Peaks etwas abflachen.

Die Berücksichtigung der Elektronen würde eine deutlichere Korrektur mit sich bringen. Bei einem Impuls von 171.8 MeV/c ($T = 171.25$ MeV) haben Elektronen in Wasser eine Reichweite von $R = 44.7$ cm /19/. Ihr Ionisationsverlust durch Kollisionen beträgt bei Eintritt in das Phantom 2.246 MeVcm²/g (Pionen: 2.68 MeVcm²/g) und nach 25 cm Eindringtiefe immer noch 2.144 MeVcm²/g. Die Energieabgabe der Elektronen an das Phantom ist somit in dem interessierenden Bereich bis zu einer Tiefe von etwa $z = 25$ cm (bei $p_0 = 209.6$ MeV/c: bis etwa $z = 35$ cm) nahezu konstant. Wenn man den Elektronenanteil dementsprechend berücksichtigt, so ändert sich im Plateau-Bereich nur sehr wenig, im Bragg-Peak dagegen verringert sich die Dosis relativ zur Dosis im Plateau, weil es bei 13% der Teilchen nun keine starke Erhöhung des Energieverlustes am Ende der Bahn (Bethe-Bloch-Formel; Abb.2) und auch keine "Sternbildung" mehr gibt. Außerdem wird durch die größere Reichweite der Elektronen der Abfall des Bragg-Peaks wie bei den Myonen etwas abgeflacht.

An der Tiefendosiskurve aus Abbildung 18 wurde diese Korrektur vorgenommen und in Abbildung 34 dargestellt. Dazu wurden

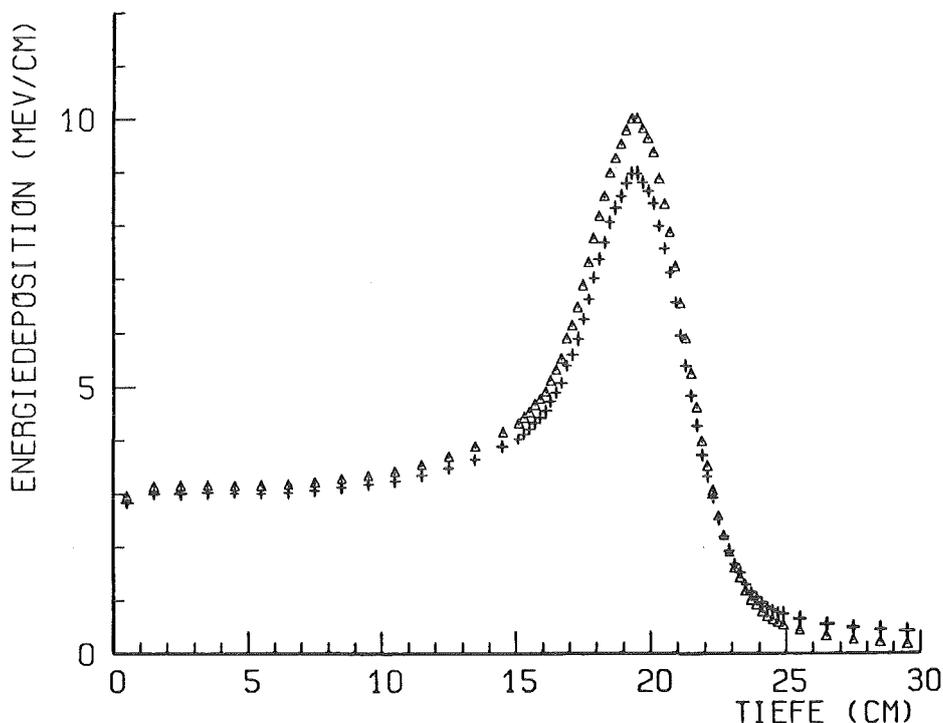


Abb. 34: Tiefendosiskurve mit (+) und ohne (Δ) Berücksichtigung einer Kontamination des Pionenstrahls mit 13% Elektronen bei einem Sollimpuls von 171.8 MeV/c $\pm 2.6\%$.

von der Tiefendosiskurve aus Abbildung 18 entlang der z-Achse 13% der Dosis subtrahiert und ein konstanter Beitrag der Elektronen zur Dosis (Mittelwert des Energieverlustes der Elektronen bei $z = 0$ und $z = 25$ cm) addiert. Bei dieser näherungsweise Behandlung der Strahlkontamination in Abbildung 34 erkennt man die Erniedrigung des Bragg-Peaks und die Erhöhung des Ausläufers bei großen Eindringtiefen. Diese Veränderungen führen ebenfalls zu Korrekturen an den in Abschnitt 5.1 angegebenen Bestwerten für Impuls und Impulsauflösung.

Für eine weitergehende Analyse der noch verbleibenden Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Isodosen muß auch der Unterschied zwischen den beiden Schlitzen Nr.15 und 60 berücksichtigt werden.

6. Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß das Rechnerprogramm PIONDOSE die Dosisverteilung eines realen Pionenstrahls in Wasser (oder in anderen gewebeähnlichen Materialien) in guter Übereinstimmung mit gemessenen Dosisverteilungen berechnen kann. Damit ist gleichzeitig gezeigt, daß die wesentlichen Daten bekannt sind, die zur Beschreibung des Transfers von Energie vom Pion auf ein Stück gewebeähnlicher Materie erforderlich sind und daß die physikalische Einwirkung von Pionen auf solche Substanzen gut verstanden ist. Die in das Programm einzugebenden Daten, wie z.B. die Parameter eines Strahlenbündels aus einem magnetischen Kanal oder die Wirkungsquerschnitte und Ausbeuten verschiedener Pionenprozesse, sind weitgehend experimentell abgesichert.

Die Rechenergebnisse haben gegenüber experimentell gewonnenen Daten zwei wichtige Vorteile: Zum einen sind die berechneten Dosisverteilungen frei von apparativen Einflüssen, die durch Form und Material des Dosimeters bedingt sind. Auch führt das Einbringen z.B. eines gasgefüllten Dosimeters selbst zu einem Meßfehler, da die Dosisverteilung in einem Phantom mit einem Fast-Hohlraum von derjenigen eines kontinuierlichen Phantom-Materials abweicht. Zum anderen können mit dem Programm wichtige Größen berechnet werden, die dem Experiment nicht zugänglich sind. Hierzu gehören die γ -Verteilung und ihre Gliederung nach Beiträgen von verschiedenen Teilchensorten. Damit können die Resultate von PIONDOSE in Therapieplanungsprogrammen verwendet werden, um nicht nur die angestrebten Verteilungen der Energiedosis zu berechnen, sondern auch die entsprechenden wirksamen Dosen zu finden.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ C.A. Tobias, J.T. Lyman, J.H. Lawrence; Berkeley, UCRL-20802, Juni 1971
- /2/ G. Büche, H. Appel, A. Citron, W. Kluge, H. Matthäy; Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 3/76-3 (1976)
- /3/ S.B. Curtis, M.R. Raju; Rad. Res. 34 (1968) 239
- /4/ G.W. Barendsen; Current Topics in Radiation Research, Vol. IV (1968) 293
- /5/ G. Büche, G. Przybilla; NIM 179 (1981) 321
- /6/ G. Przybilla; Diplomarbeit "Ein neues Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Energieübertragung von einem π^- -Mesonenstrahl auf ein gewebeähnliches Phantom", Universität Karlsruhe, 1980
- /7/ Fowler, Perkins; Nature 189 (1961) 524
- /8/ Fowler; Proc. Phys. Soc. 85 (1965) 1051
- /9/ D. Boyd, H.A. Schwettman, J. Simpson; NIM 111 (1973) 315
- /10/ J.P. Blaser; Phys. Blätter 12 (1979) 576
- /11/ G. Vecsey; Europhysics News 11 (1980)
- /12/ U. Wiedner; Diplomarbeit "Strahloptische Messungen am PIOTRON des SIN", Universität Karlsruhe, 1982
- /13/ K.L. Brown, Ch. Iselin; CERN Veröffentlichung 74-2 (1974)
- /14/ T.W. Armstrong; NIM 113 (1973) 313
- /15/ H. Bichsel; American Institute of Physics Handbook, 3rd Edition, 1972, 8-142
- /16/ R.M. Sternheimer; Phys. Rev. 117 (1960) 485
- /17/ G. Molière; Zeitschrift für Naturforschung 3a (1948) 78
- /18/ G. Büche; Ergebnisbericht über Forschungs- und Entwicklungsarbeiten 1983, KfK-Bericht Nr. 3695, 1984, S. 20

- /19/ W.H. Barkas, M.J. Berger; Tables of Energy Losses and Ranges of heavy charged Particles, Natl. Aeronautics and Space Administration (NASA), Report No. SP-3013, Washington 1964
- /20/ H.A. Wright, R.N. Hamm, J.E. Turner; Radiat. Res. 79 (1979) 1