

DESY-Bibliothek  
15. 9. 64

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON  
**DESY**

DESY 64/11

August 1964  
Experimente

DIE ABSCHIRMUNG VON 4.8-GeV-BREMSSTRAHLUNG  
DURCH SCHWERBETON

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

2 HAMBURG-GR. FLOTTBEK 1, NOTKESTIEG 1

DIE ABSCHIRMUNG VON 4,8-GeV-BREMSSTRAHLUNG  
DURCH SCHWERBETON

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

### Zusammenfassung

Von 4,8-GeV-Elektronen erzeugte Bremsstrahlung fällt auf ein Quantameter, die austretende Strahlung und ihre Abschwächung in Schwerbeton werden gemessen. Folgende Meßgeräte werden verwendet: Gewebeäquivalente Ionisationskammer, Argon-Ionisationskammer (Jordan-Kammer), Neutronendosimeter und verschiedene Aktivierungs-sonden zur Messung des Neutronenflusses. Angegeben sind Neutronenfluß und Dosisleistungen für verschiedene Strahlungskomponenten bei Betondicken von 0 bis 160 cm und Winkeln von  $0^{\circ}$  bis  $125^{\circ}$ , die Absorptionskoeffizienten für einzelne Strahlungskomponenten sowie die Zahl der durch die Riesenresonanz erzeugten Photoneutronen pro äquivalentes  $\gamma$ -Quant.

### Abstract

Bremsstrahlung produced by 4.8-GeV electrons impinges upon a quantameter; the emerging radiations and their attenuation in heavy concrete are measured. The following instruments are used: tissue-equivalent ionization chamber, argon-filled ionization chamber (Jordan chamber), neutron dosimeter and several activation foils for measuring the neutron flux. Results are given for the neutron flux and dose rates of some radiation components behind concrete shielding up to 160 cm and at angles from  $0^{\circ}$  to  $125^{\circ}$ , for the attenuation coefficients of the radiation components, and for the number of giant-resonance neutrons produced per eq.  $\gamma$  quantum.

## 1. Einleitung

Die vorliegenden Messungen wurden kurz nach Inbetriebnahme des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY vorgenommen, sie sollten erste Informationen liefern für die Auslegung der Abschirmungen in den Experimentierhallen. Die Maschinenzeit für diesen Versuch war daher begrenzt, und es konnten nur relativ grobe Messungen durchgeführt werden, die nur eine summarische Übersicht über die während des Strahldurchganges stattfindenden Prozesse liefern. Da jedoch einmal nur wenig experimentelle Information <sup>(1,2)</sup> über die Abschirmung hochenergetischer Photonen oder Elektronen vorliegt (Daten aus der Beobachtung kosmischer Strahlung sind für Abschirmberechnungen meist nicht geeignet), andererseits der Aufbau dieses Experiments häufig bei Experimenten in der Hochenergiephysik verwendeten Anordnungen entspricht, erscheint es uns sinnvoll, die gewonnenen Daten mitzuteilen.

## 2. Versuchsaufbau

Die Intensität des Elektronenstrahles im Beschleuniger betrug ca. 1,5 mA entsprechend  $10^{10}$  umlaufenden Elektronen, die Maschinenenergie war 4,8 GeV. Der für die Messungen benutzte  $\gamma$ -Strahl wurde durch ein Tantaltarget von 0,5 mm Stärke erzeugt. Die Dauer des erzeugten  $\gamma$ -Pulses betrug anfangs ca. 15  $\mu$ sec; während der Messungen bei geringen Abschirmdicken wurde ein maximal 2 msec dauernder Impuls erzeugt, der aus etwa 20 Einzelimpulsen bestand.

Der  $\gamma$ -Strahl verliess den Beschleuniger durch die Wand der auf das Target folgenden Vakuumkammer. Der vom Strahl durchlaufene Wandteil der Kammer war etwa 1 Strahlungslänge dick. Wegen der hierdurch bedingten Auffächerung des Strahles wurde er durch einen 20 cm dicken Bleikollimator auf 1 cm ausgeblendet und lief dann durch eine Wanddurchführung in die Experimentierhalle.

Die hier aufgestellte Versuchsanordnung zeigt Abb. 1. Der  $\gamma$ -Strahl fiel auf ein Quantameter, das allseitig durch Schwerbetonsteine abgeschirmt war. An der Stirnseite und an einer Längsseite konnte die Wanddicke in Schritten von 40 cm verringert werden. Die Zusammen-

setzung des Betons zeigt Tab. 1, das spezifische Gewicht ist  $3,7 \text{ g cm}^{-3}$ .

Element	Gewichtsanteil
H	0,004
O	0,344
Mg	0,019
Al	0,010
Si	0,068
Ca	0,048
Mn	0,001
Fe	0,505

Tab. 1. Zusammensetzung des Schwerbetons

Die Platten des Quantameters ergaben zusammen eine Dicke von 19,5 cm Kupfer + 1,6 cm Eisen, der Radius der Kupferplatten war 17 cm. Aus der Anzeige des Quantameters wurde die Zahl der einfallenden effektiven Quanten bestimmt; es wurde durchschnittlich bei einem Strom von  $4 \cdot 10^7 \gamma_{\text{eff}} / \text{Puls} = 2 \cdot 10^9 \gamma_{\text{eff}} / \text{sec}$  gearbeitet. Der einfallende Strahl hatte vor Eintritt in das Quantameter einen Durchmesser von 3,5 cm (Zehntelwertbreite).

### 3. Meßgeräte

Zur Messung der aus dem Quantameter austretenden Strahlung und ihrer Abschirmung in Schwerbeton wurden folgende Instrumente verwendet:

a) gewebeäquivalente Ionisationskammer nach Rossi und Failla (Landis und Gyr, Typ EQN 1). Sie wurde geeicht mit einem  $\text{Co}^{60}$ -Präparat und einer Po-Be-Neutronenquelle; die Eichungen ergaben etwa übereinstimmend den Wert  $3,9 \cdot 10^{-14} \text{ A mrad}^{-1} \text{ h}$ . Da die Wände der Kammer und ihre Gasfüllung in ihrer Zusammensetzung etwa dem menschlichen Gewebe entsprechen, ist diese Eichung für alle Strahlungen und alle Energien brauchbar.

b) Jordan-Ionisationskammer (Jordan Electronics, Typ AGB-10KG-SR), eine mit Blei verstärkte Stahlkammer mit einer Argon-Füllung von 10 atm. Auf Grund ihrer Bauart ist sie im Gegensatz zur Gewebekammer sehr wenig neutronenempfindlich (siehe Abschnitt 4). Über die Energieabhängigkeit der Anzeige ist oberhalb von 2 MeV wenig bekannt;

Messungen am Einschussbeschleuniger (Linac) zeigten, dass im Bremsstrahlungsspektrum von 9-MeV-Elektronen die Anzeige etwa doppelt so hoch ist, wie die Anzeige der Gewebekammer. Für die Auswertung wird trotzdem die für niederenergetische  $\gamma$ -Strahlung gültige Eichung verwendet und die Anzeige in mrad/h angegeben, was nach den gewonnenen Resultaten in Abschnitt 5 möglich ist (siehe auch Ref. 17).

c) Neutronendosimeter (Texas Nuclear Corporation, Typ 9120). Das Gerät besteht im wesentlichen aus einem Szintillationszähler mit  $\text{Li}^6\text{J}$ -Kristall (4mm  $\phi$  x 4 mm dick) zum Nachweis thermischer Neutronen über die  $\text{Li}^6(n, \gamma)\text{H}^3$ -Reaktion. Der Kristall ist von einer Polyäthylenkugel umgeben, deren Dicke so gewählt ist, dass Neutronen im Energiebereich von 0,025 eV bis 14 MeV ungefähr gewebedosisrichtig gemessen werden. Der Verlauf der Empfindlichkeitskurve oberhalb von 14 MeV ist nicht bekannt, doch wird die Kurve stark abfallen, so dass höherenergetische Neutronen praktisch nicht gemessen werden können. Das Gerät wurde mit einer Po-Be-Quelle nachgeeicht.

d) Indiumfolien in Paraffin zur Messung des Neutronenflusses. Die verwendete Anordnung (In-Folie 29 mm  $\phi$ , 0,1 mm dick; Paraffinkugel 15 cm  $\phi$ , eingehüllt in Cd-Blech) wurde von Wallace et al.<sup>(3)</sup> angegeben und sollte für mittelschnelle Neutronen etwa konstante Empfindlichkeit haben. Die Empfindlichkeit wurde bestimmt am Van de Graaff-Beschleuniger des II. Physikalischen Institutes der Universität Hamburg mit Hilfe der  $t(p,n)\text{He}^3$ - und  $t(d,n)\text{He}^4$ -Reaktion; zusammen mit Po-Be-Neutronen erhielten wir Meßwerte bei 0,075; 0,42; 1,1; 4 und 18 MeV. Die erhaltene Empfindlichkeitskurve stimmte ungefähr mit der von Wallace et al. angegebenen überein, nur zeigte sich ein stärkerer Abfall bei den höheren Energien. Mit der Anordnung wird daher der Neutronenfluß etwa zwischen 0,03 und 10 MeV gemessen. Die Folien wurden in einem  $2\pi$ -Zähler (Frieseke und Hoepfner, Typ AKD 60 X) ausgewertet; infolge Antikoinzidenzschaltung und Stahlabschirmung hatte die Apparatur einen Nulleffekt von 2,9 Pulsen pro Minute bei einer nutzbaren Fläche von 6 cm  $\phi$ . Die Zählrate betrug bei einem Neutronenfluss von  $1 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  und Sättigungsaktivierung  $6 \text{ min}^{-1}$ .

e) Phosphor-Proben zur Messung des Neutronenflusses zwischen 3 und

etwa 20 MeV. Roter Phosphor wurde in Schälchen von 6 cm  $\phi$  und 0,3 cm Tiefe aktiviert und im  $2\pi$ -Zählrohr ausgezählt. Der Verlauf des (n,p)-Wirkungsquerschnittes bei Phosphor ist bekannt (4 - 8), es wurde ein mittlerer Wert von 82 mb angenommen; die Absoluteichung wurde mit einer Po-Be-Quelle durchgeführt. Die Zählrate betrug bei einem Neutronenfluß von  $100 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  und Sättigungsaktivierung  $5,6 \text{ min}^{-1}$ .

f) In-Folien zur Messung des thermischen Neutronenflusses.

#### 4. Vorversuche

Bei der Dosimetrie an hochenergetischen Beschleunigern treten vor allem zwei Schwierigkeiten auf, Einmal handelt es sich stets um ein Mischfeld aus verschiedenen Strahlenarten; ein Gerät, das nur eine Strahlungskomponente messen soll, muss auf seine Ansprechwahrscheinlichkeit für die übrige Strahlung getestet werden. Zum anderen muss sichergestellt sein, dass die Geräte in einem gepulsten Feld richtig anzeigen.

Zur Klärung der letztgenannten Frage wurden die Gewebekammer und die Jordankammer in das Bremsstrahlungsfeld des Linac gebracht. Es zeigte sich durch Variation der Kammer Spannung, dass bei einer mittleren Dosisleistung von 10 rad/h und einem Tastverhältnis von  $10^{-4}$  (Dauer des Elektronenimpulses 2  $\mu\text{sec}$ , Wiederholungsfrequenz 50 Hz) eine Spannung von 90V an der Gewebekammer ausreicht, um noch 95% des Sättigungswertes zu erhalten. Bei der Jordan-Kammer ergab sich unter den gleichen Bedingungen ein Abweichen von der Sättigung ab 0,25 rad/h. Daraus ergibt sich, dass bei den Abschirmungsmessungen stets im Sättigungsbereich der Kammern gearbeitet wurde.

Die  $\gamma$ -Empfindlichkeit des Neutronendosimeters wurde ebenfalls am Linac geprüft, die Endenergie der Elektronen wurde dabei auf 9 MeV herabgesetzt, so dass praktisch keine Neutronen erzeugt wurden. Dies wurde auch durch Aufnahme der Diskriminator Kurve bestätigt. Es ergab sich, dass bei normaler Diskriminatoreinstellung keine  $\gamma$ -Pulse gemessen werden, wenn sie nicht bei sehr hohen Feldern durch pile-up-Effekte im Szintillator über ihren normalen Wert vergrößert werden. Daraus kann man abschätzen, dass bei den meisten Abschirmungsmessungen

mit dem Neutronendosimeter keine  $\gamma$ -Strahlung gemessen wurde; nur in dem Fall kleiner Beobachtungswinkel und zugleich kleiner Betondicken könnte sich ein  $\gamma$ -Einfluss bemerkbar gemacht haben.

Die Neutronenempfindlichkeit der Jordankammer wurde an dem in Abschnitt 3 genannten Van de Graaff-Beschleuniger bei 0,4; 1 und 18 MeV gemessen; sie betrug weniger als 2 % der  $\gamma$ -Empfindlichkeit.

## 5. Meßergebnisse und Diskussion

Die genannten Geräte befanden sich auf einem Wagen, der entlang den Linien AA in Abb. 1 gefahren werden konnte, um unter verschiedenen Beobachtungswinkeln messen zu können. Die Winkel wurden vom Mittelpunkt des Quantameters aus gerechnet, da die elektromagnetische Kaskade ihr Maximum nach ca. 8 cm Kupfer erreicht. Aus der Quantameteranzeige wurde die Zahl der einfallenden effektiven  $\gamma$ -Quanten bestimmt. Die Meßwerte wurden auf eine einheitliche Entfernung von 4 m und eine Photonenintensität von  $10^8 \gamma_{\text{eff}}/\text{Puls} = 5 \cdot 10^9 \gamma_{\text{eff}}/\text{sec}$  umgerechnet und sind in den Abb. 2 bis 5 dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Absorptionskurven nicht von allen gemessenen Winkeln eingetragen. Die bei einer festen Betondicke interpolierte Winkelverteilung ist in den Abb. 6 bis 8 aufgetragen. Der Untergrund bei ruhen-der Maschine ist abgezogen.

Betrachten wir zunächst die Ergebnisse vom Neutronendosimeter und von der In-Paraffin-Anordnung, mit denen die Neutronenkomponente gemessen wird. Letztgenannte Anordnung mißt primär den Neutronenfluss (rechte Ordinate in Abb.3); nimmt man (etwas willkürlich) eine mittlere Energie von 0,3 MeV an, so ergibt sich bei einem Toleranzfluss von 40 Neutronen/sec cm<sup>2</sup> für 2,5 mrem/h<sup>(9)</sup> die Dosisleistung (linke Ordinate). Beide Kurvenscharen zeigen einen exponentiellen Abfall, das Abbiegen bei Werten unter 1 mrem/h ist vermutlich auf allgemeine Raumstreuung, Streuung von der Strahldurchführung usw. zurückzuführen. Bei Winkeln um 90° ergeben sich bei beiden Methoden etwa übereinstimmende Dosisleistungen, bei kleineren Winkeln gibt das Neutronendosimeter höhere Werte. Die mit der In-Paraffin-Anordnung gemessenen Neutronen sind isotrop, während das andere Meßverfahren in der Winkelverteilung ein Maximum in Vorwärtsrichtung gibt (Abb.6). Dies Verhalten ist verständ-

lich, da die Empfindlichkeitskurve des Neutronendosimeters im Gegensatz zu dem flachen Verlauf bei der In-Paraffin-Anordnung in der Gegend von 1 bis 10 MeV ein ausgeprägtes Maximum hat. Es werden also mit dem Neutronendosimeter höherenergetische Neutronen bevorzugt gemessen. Derartige Neutronen sind aus der Nukleonenkaskade zu erwarten, sie entstehen durch Abbremsung der hochenergetischen, durch direkten Photoeffekt erzeugten Neutronen und fliegen noch bevorzugt in Vorwärtsrichtung. Die eigentlichen Resonanzneutronen dagegen sind ungefähr isotrop, wie auch die Messungen mit der In-Paraffin-Anordnung zeigen.

Das anisotrope Verhalten höherenergetischer Neutronen im unteren MeV-Bereich wird bestätigt durch Messungen mit den Phosphor-Folien; am nichtabgeschirmten Quantameter ergaben sich unter  $0^\circ$  ein Neutronenfluß von  $7000 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , unter  $30^\circ$  und  $90^\circ$  ca. 400 und  $200 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Rechnet man für diese Neutronen einen Toleranzfluß von  $17 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  für 2,5mrem/h, so ergeben sich Dosisleistungen von 1000 mrem/h (bei  $0^\circ$ ) sowie 60 und 30 mrem/h (bei  $30^\circ$  und  $90^\circ$ ).

Die Absorptionskoeffizienten, die sich aus den Geraden der Abb. 2 und 3 ergeben, liegen zwischen 0,08 und  $0,07 \text{ cm}^{-1}$ . (In allen Abbildungen zeigen die Geraden bei  $125^\circ$  eine stärkere Neigung, was auf einen verstärkten Einfluß des Untergrundes zurückzuführen ist). Dies stimmt mit Werten anderer Autoren für Neutronen von einigen MeV überein: Gugelot und White <sup>(10,11)</sup> finden für ein Neutronenspektrum mit der wahrscheinlichsten Energie von 2 MeV einen Absorptionskoeffizienten von  $0,081 \text{ cm}^{-1}$ ; Wilson <sup>(12)</sup> gibt für 5-MeV-Neutronen  $0,078 \text{ cm}^{-1}$  an (für Schwerbeton der Dichte  $4,0 \text{ g cm}^{-3}$ ).

Aus dem Neutronenfluß bei 0 cm Beton in Abb. 3 kann die Zahl der erzeugten Neutronen mit isotroper Winkelverteilung, also im wesentlichen der Photoneutronen aus der Riesenresonanz, abgeschätzt werden. Angenommen, die Neutronen werden vorwiegend im Maximum der elektromagnetischen Kaskade erzeugt, so haben sie noch etwa 10 cm Kupfer zu durchlaufen. Vernachlässigen wir die Absorption in dieser Kupferschicht, so ergibt sich die Zahl der erzeugten Neutronen zu  $1,2 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$

oder  $0,5 \pm 0,15$  Neutronen pro 1-GeV-Photon. Abschätzungen wie in Ref.10 und 12 geben für Kupfer den niedrigeren Wert von 0,30 Neutronen pro 1-GeV-Photon.

Betrachten wir nun die mit der Gewebekammer und der Jordan-Kammer erhaltenen Absorptionskurven, so zeigt sich ebenfalls ein exponentieller Abfall und - vermutlich aus den oben genannten Gründen - ein Umbiegen bei Dosisleistungen unter 1 mrad/h. Die Meßwerte stimmen bei beiden Kammern (ausser bei  $0^\circ$ ) ungefähr überein. Wir schliessen daraus, dass der in rad gemessene Neutronenanteil klein ist und in Vorwärtsrichtung vorwiegend der Abfall der elektromagnetischen Kaskade beobachtet wird. Der geringe Neutronenanteil zeigt sich auch, wenn man die mit dem Neutronendosimeter in rem/h gemessenen Dosisleistungen näherungsweise in rad/h umrechnet mit Hilfe eines mittleren Qualitätsfaktors von 8 (für Neutronen von 20 keV bis 20 MeV<sup>(9)</sup>). Auch die Absorptionskoeffizienten deuten darauf hin, dass der überwiegende Teil der gemessenen Ionisierung von der weichen Kaskade stammt. Sie liegen bei den Gewebekammerwerten zwischen  $0,085 \text{ cm}^{-1}$  und  $0,070 \text{ cm}^{-1}$  (abnehmend von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$ ), die Jordan-Kammer ergibt  $0,065 \text{ cm}^{-1}$ . Der Minimum-Absorptionskoeffizient für  $\gamma$ -Strahlung, mit dem die elektromagnetische Kaskade abfallen sollte, beträgt bei diesem Beton ungefähr  $0,09 \text{ cm}^{-1}$ . Der entsprechende Wert für den exponentiellen Abfall der Nukleonenkaskade liegt dagegen bei  $0,03 \text{ cm}^{-1}$ : Citron et al.<sup>(13)</sup> erhalten für eine von 24-GeV-Protonen erzeugte Nukleonenkaskade einen Wert von  $0,025 \text{ cm}^{-1}$ , Beebe et al.<sup>(10)</sup> erhalten  $0,033 \text{ cm}^{-1}$  bei 3-GeV-Protonen, die Absorptionskoeffizienten von Neutronen zwischen 100 und 700 MeV liegen zwischen  $0,035 \text{ cm}^{-1}$  und  $0,02 \text{ cm}^{-1}$  (14).

Der starke Vorwärts-peak in den Winkelverteilungen (Abb.7 und 8) stimmt mit diesen Überlegungen überein.

In transversaler Richtung machen die Neutronen den größten Teil der rem-Dosis aus. Nimmt man an, dass man unter  $90^\circ$  nur die  $\gamma$ -Strahlung (Qualitätsfaktor 1) und die mit dem Neutronendosimeter gemessenen Neutronen (Qualitätsfaktor 8) beobachtet, so ergibt sich für diesen Winkelbereich ein mittlerer Qualitätsfaktor von 3. Bei kleinen Winkeln würde sich unter den gleichen Annahmen ein Wert von etwa 1,3 ergeben,

doch dürfte hier der Wert tatsächlich höher sein, vorwiegend wegen des unbekanntem Anteils der  $\pi$ - und  $\mu$ -Komponente mit ihrem hohen Qualitätsfaktor<sup>(15)</sup>.

Die von DePagter und Fotino<sup>(1)</sup> mit Hilfe einer gewebeäquivalenten Ionisationskammer bei 4,0 GeV erhaltenen Dosisleistungen liegen niedriger und die Absorptionskoeffizienten sind kleiner als unsere Werte. Ein Vergleich ist jedoch wegen der unterschiedlichen Materialien schwierig.

Die Neutronen mit Energien oberhalb 20 MeV konnten nicht systematisch gemessen werden. An Protonen-Beschleunigern wird zu diesem Zweck mit Erfolg die  $C^{11}$ -Methode verwendet<sup>(16,17)</sup>; durch die  $C^{12}(n,2n)C^{11}$ -Reaktion aktivierte Plastikszintillatoren werden auf einem Photomultiplier ausgezählt, und aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt<sup>(18-24)</sup> wird der Neutronenfluß berechnet. Es zeigte sich bei uns jedoch, dass der nicht zu unterscheidende  $C^{12}(\gamma,n)C^{11}$ -Prozess die Auswertung sehr erschwert. Wir hatten zur Abtrennung des  $\gamma$ -Einflusses stets 2 Szintillatoren aktiviert, von denen der eine von einer 1 cm dicken Bleischicht umgeben war. Im Prinzip lässt sich dann aus den bekannten Wirkungsquerschnitten und den Absorptionskoeffizienten von Blei der Neutronenfluß berechnen. Da jedoch die Aktivierung durch  $\gamma$ -Strahlung überwog, ergaben sich in den meisten Fällen keine verwertbaren Resultate. Bei 0° und 80 cm Beton erhielten wir einen Fluß von  $36 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , d.h. die Dosis der hochenergetischen Neutronen ist an dieser Stelle etwa gleich der Dosis niederenergetischer Neutronen. Unter 30° sind die hochenergetischen Neutronen wahrscheinlich schon zu vernachlässigen, denn ohne Abschirmung wurde nur ein Fluß von  $20 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  gemessen.

Die Dosisleistung thermischer Neutronen erhielten wir aus der Aktivierung der Indium-Folien, sie war bei kleinen Abschirmdicken kleiner als 1%, bei grossen Abschirmdicken etwa 10% der übrigen Dosisleistungen und ist daher zu vernachlässigen.

Der mögliche Fehler der gemessenen Dosisleistungen wird auf  $\pm 30\%$  abgeschätzt, der Verlauf der erhaltenen Kurven und die Absorptionskoeffizienten dürften auf  $\pm 15\%$  genau sein.

Das Quantameter wurde von den Herren Dr. Ladage und Dr. Pingel konstruiert, wir danken ihnen für ihre Hilfe während der Messungen. Besonderen Dank schulden wir den Operateuren aus den Maschinengruppen; sie ermöglichten es, daß diese Messungen auch unter den Anfangsschwierigkeiten des Synchrotronbetriebes durchgeführt werden konnten.

Literaturverzeichnis

1. J.K. DePagter und M. Fotino, CEAL-1004 (1963)
2. S. Kao und G.A. Voss, CEAL-1007 (1963)
3. R. Wallace et al., in: Selected topics in radiation dosimetry, IAEA Wien, 1961, p. 579
4. J.A. Grundl, R.L. Henkel und B.L. Perkins, Phys.Rev. 109 (1958) 425
5. S. Morita, J. Phys. Soc, Japan 13 (1958) 431
6. W.J. Knox, Phys. Rev. 75 (1949) 537
7. J. Kantele und D.G. Gardner, Nucl. Phys. 35 (1962) 353
8. R.E. Bullock und R.G. Moore, Phys.Rev. 119 (1960) 721
9. National Bureau of Standards Handbook Nr. 63
10. M.S. Livingston und J.P. Blewett, Particle accelerators, McGraw-Hill Book Company, 1962; Chapter 14: Shielding for accelerators
11. P.C. Gugelot und M.G. White, J. Appl. Phys. 21 (1950) 369
12. R. Wilson, CEA-73 (1959)
13. A. Citron, L. Hoffmann und C. Passow, Nucl.Instruments 14 (1961) 97
14. L.N. Zaitsev, M.M. Komochkov und B.S. Sychev, Atomnaja Energija 12 (1962) 525
15. B.L. Murphy, P. Kitching und H.B. Knowles, TID 7652, pt. 2 (1962)
16. J.B. McCaslin, Health Physics 2 (1960) 399
17. J. Baarli, K. Goebel und A.Sullivan, Health Physics 9 (1963) 1057
18. J.E. Brolley, J.L. Fowler und L.K. Schlacks, Phys.Rev. 88 (1952) 618
19. R.L. Mather und H.F. York, zitiert in Phys.Rev. 80 (1950) 842 und Phys.Rev. 88 (1952) 739
20. O.D. Brill et al., Sov.Phys. Doklady 6 (1961) 24
21. S.D. Warshaw, R.A. Swanson und A.H. Rosenfeld, Phys.Rev. 95(1954) 649
22. K.O. Oganesian, zitiert in Sov.Phys. JETP 1 (1955) 576
23. J. DeJuren und B.J. Moyer, Phys.Rev. 81 (1951) 919
24. Maienschein et al., TID-7652, p. 523

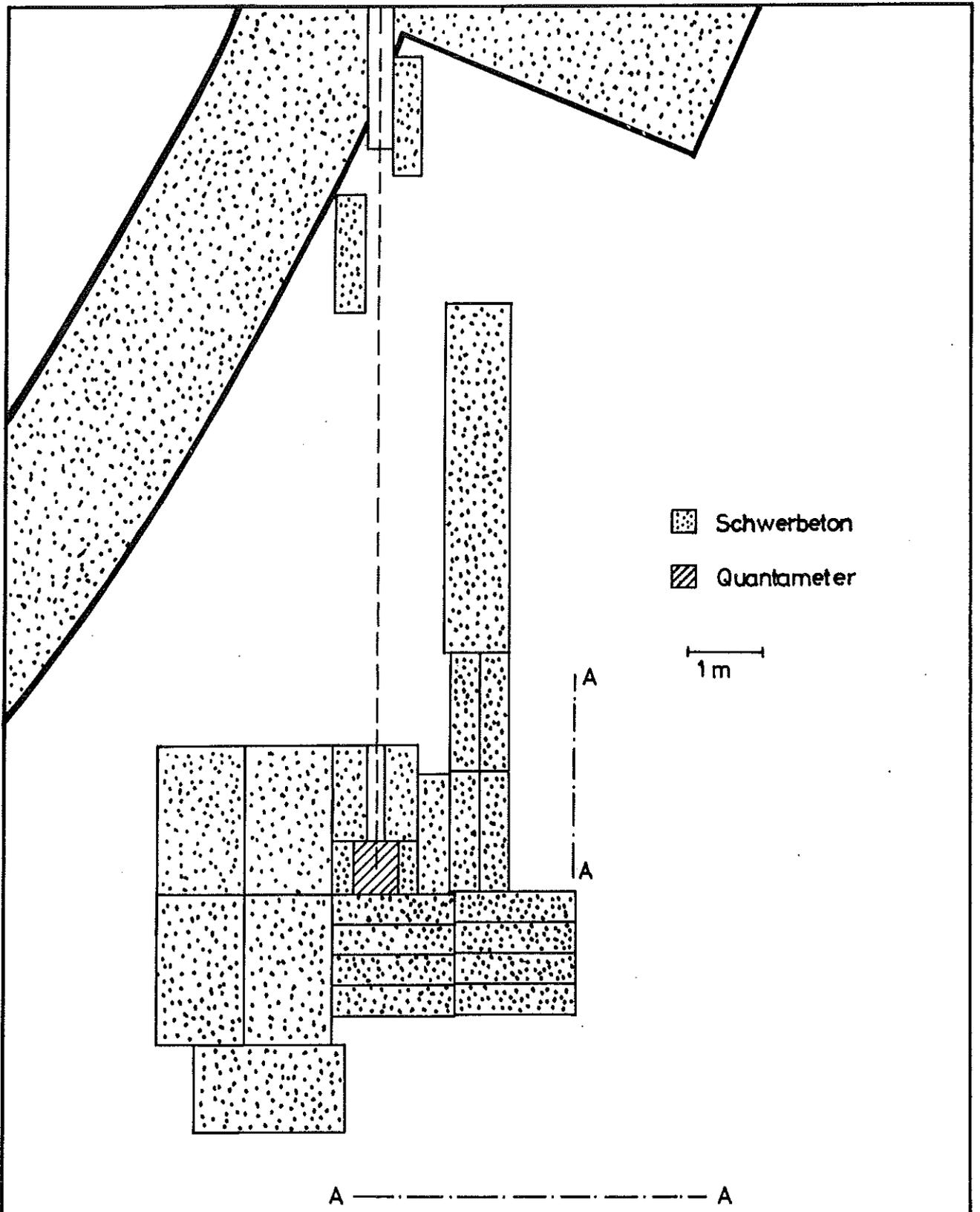
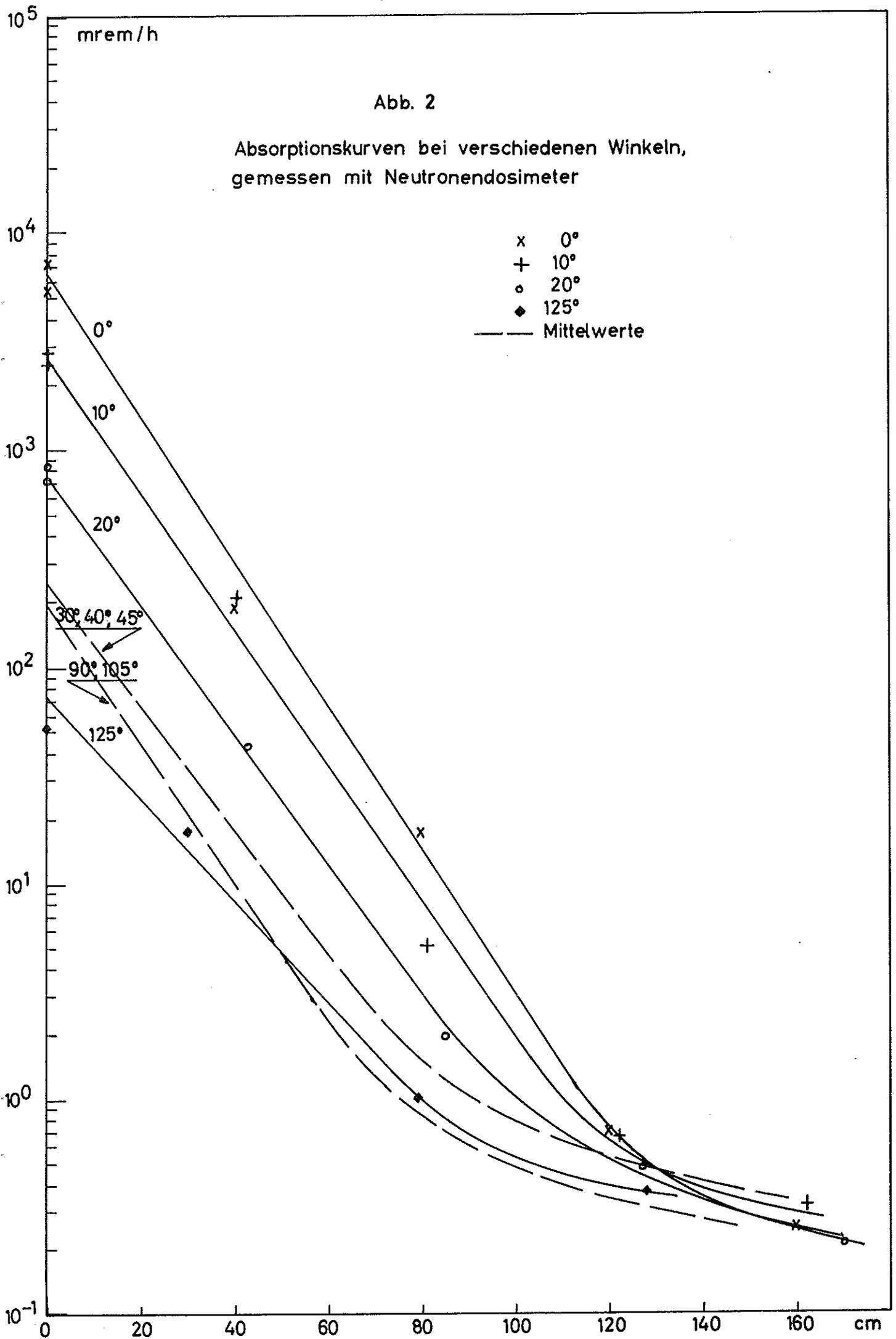


Abb. 1

Experimentelle Anordnung der Quantameterabschirmung



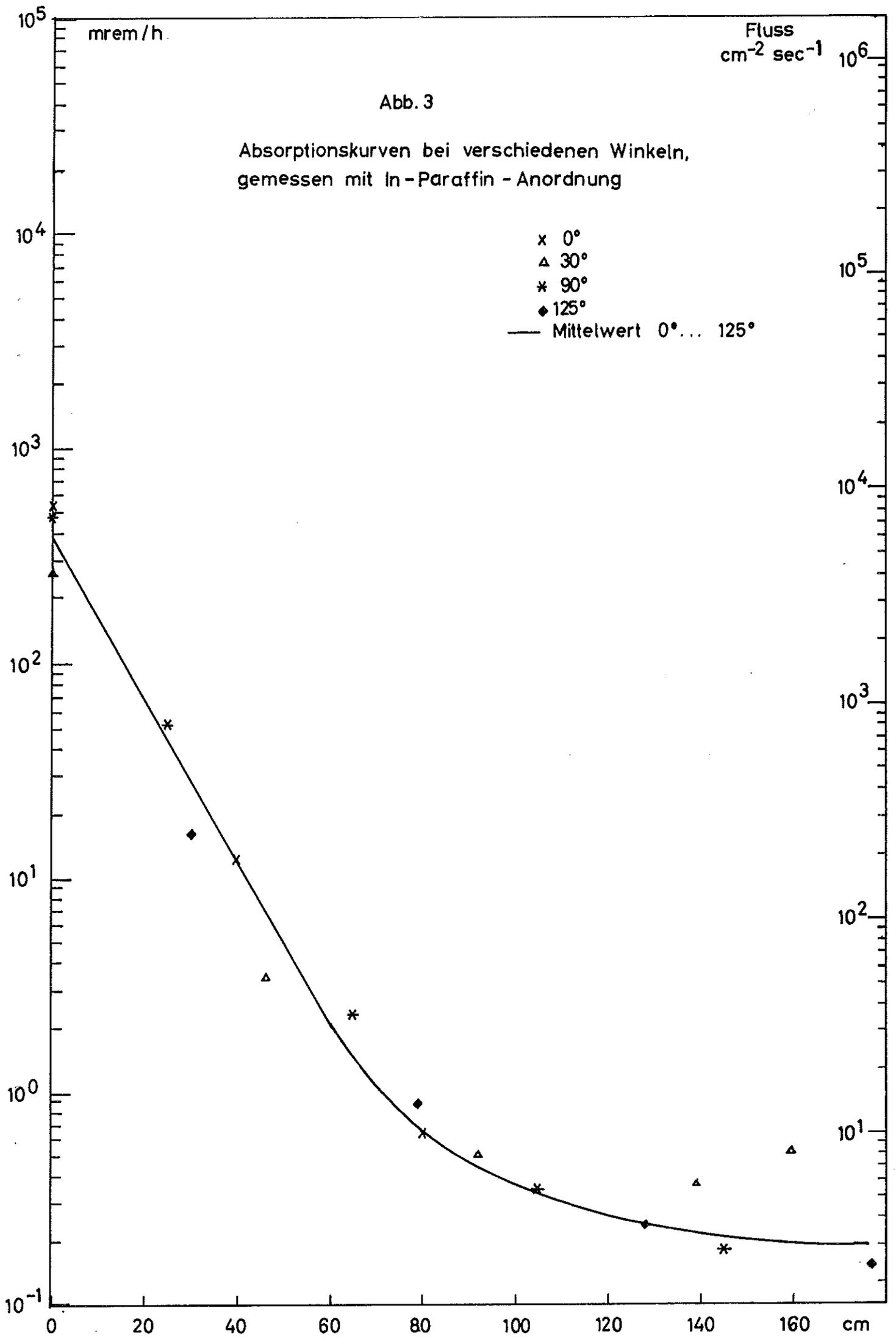


Abb. 4

Absorptionskurven bei verschiedenen Winkeln,  
gemessen mit Gewebekammer

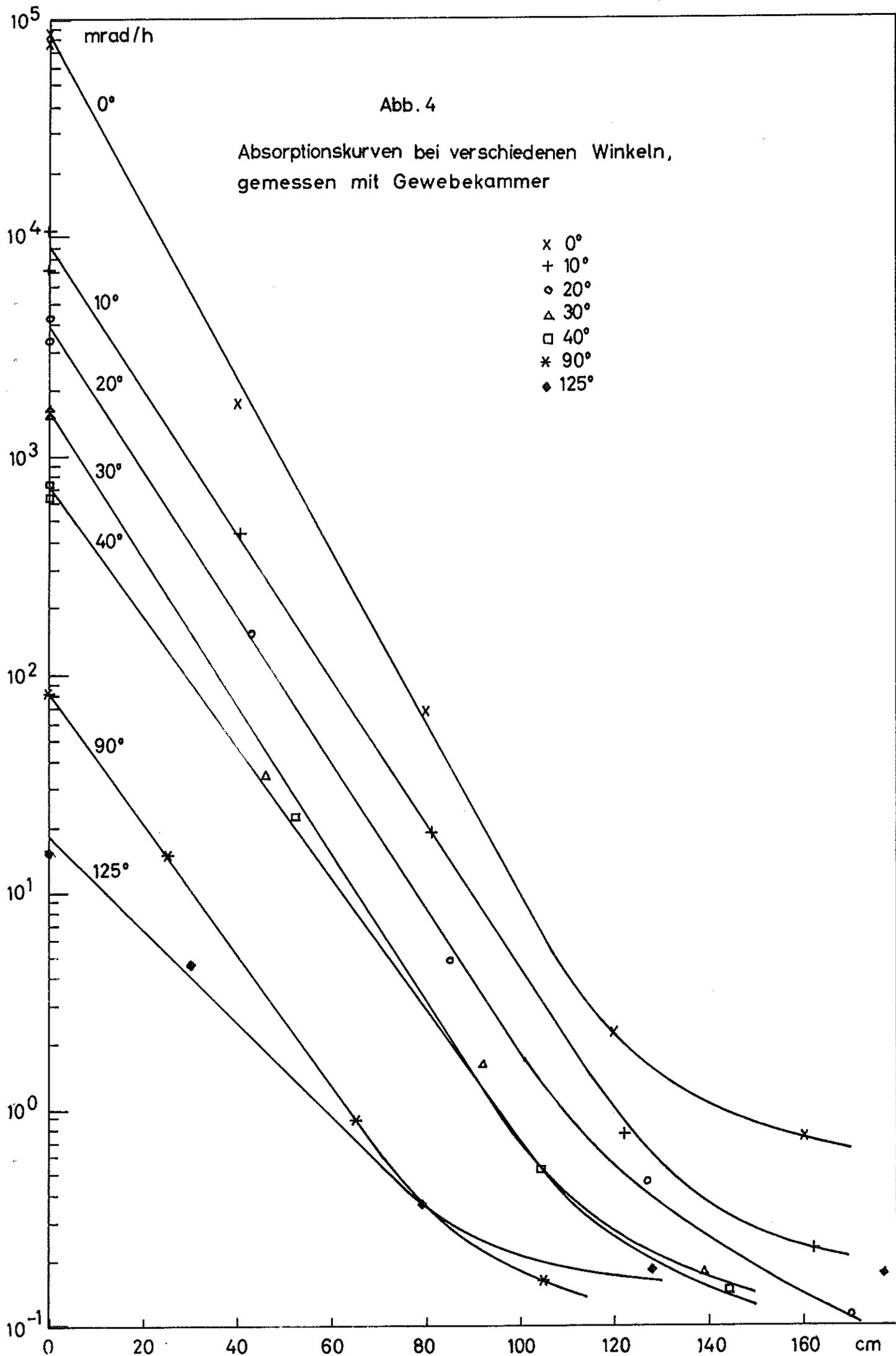
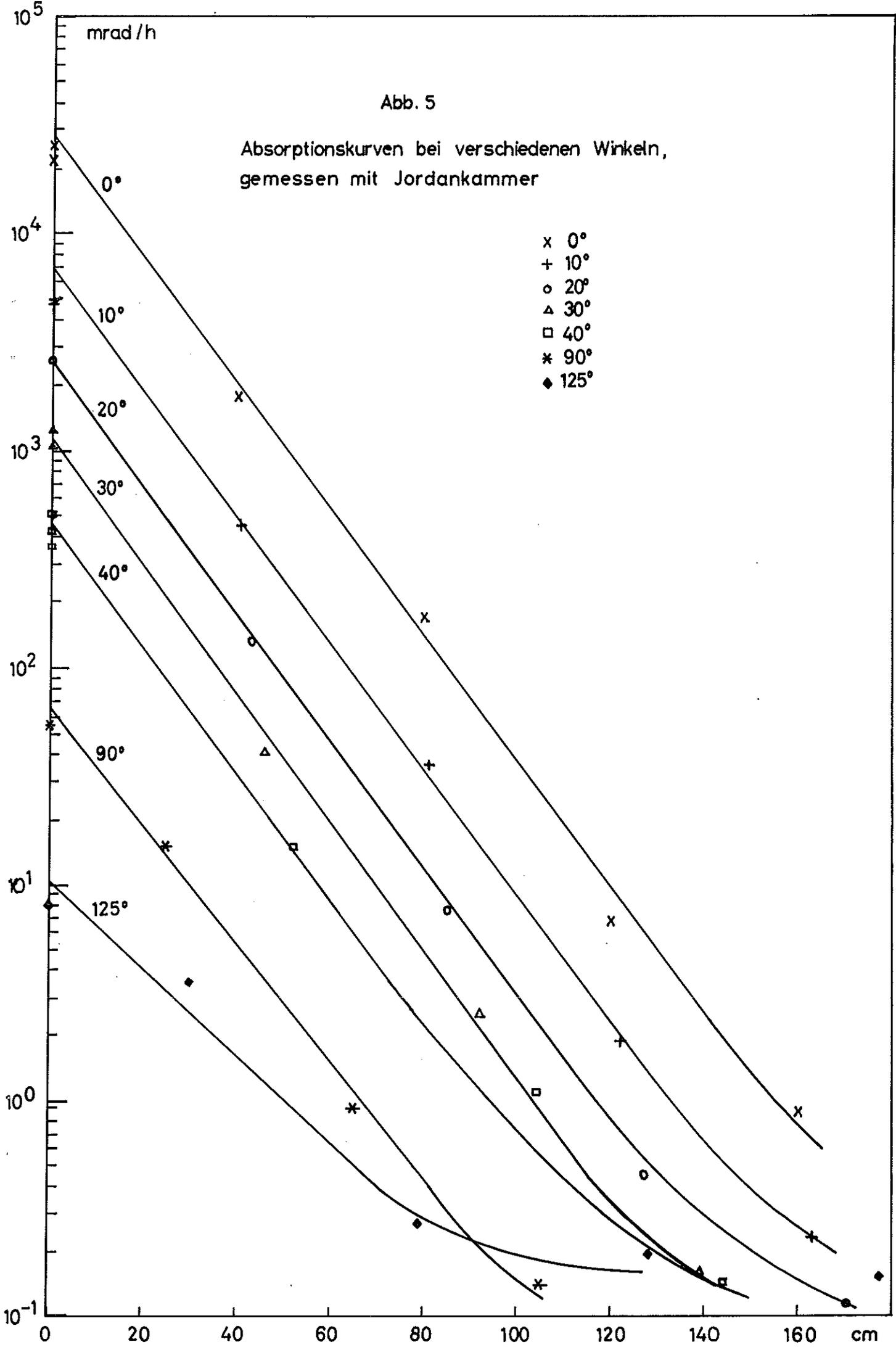


Abb. 5

Absorptionskurven bei verschiedenen Winkeln,  
gemessen mit Jordankammer

- x 0°
- + 10°
- o 20°
- △ 30°
- 40°
- \* 90°
- ◆ 125°



mrem / h

Abb. 6

Winkelverteilung bei verschiedenen Betondicken,  
gemessen mit Neutronendosimeter

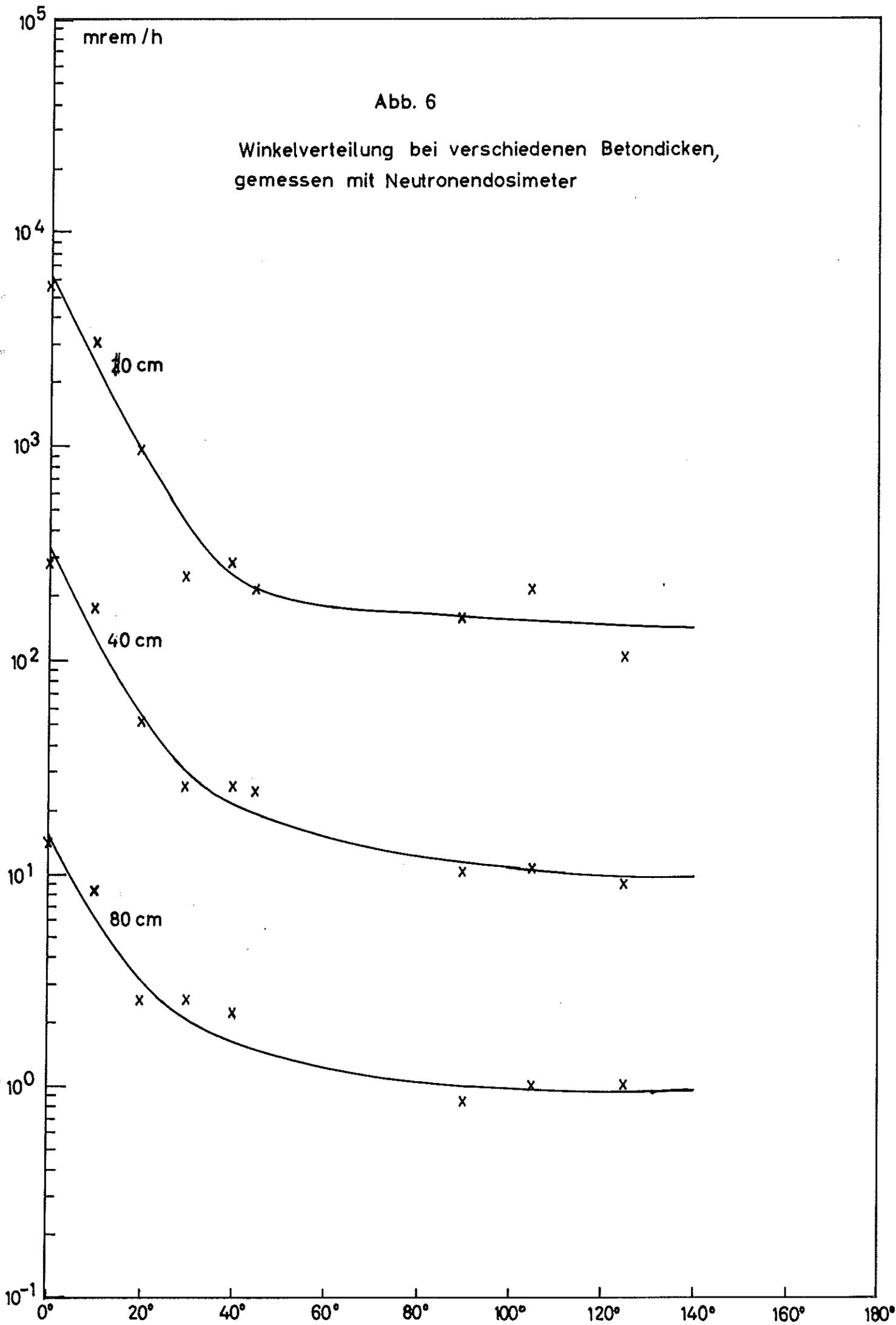


Abb. 7

Winkelverteilung bei verschiedenen Betondicken,  
gemessen mit Gewebekammer

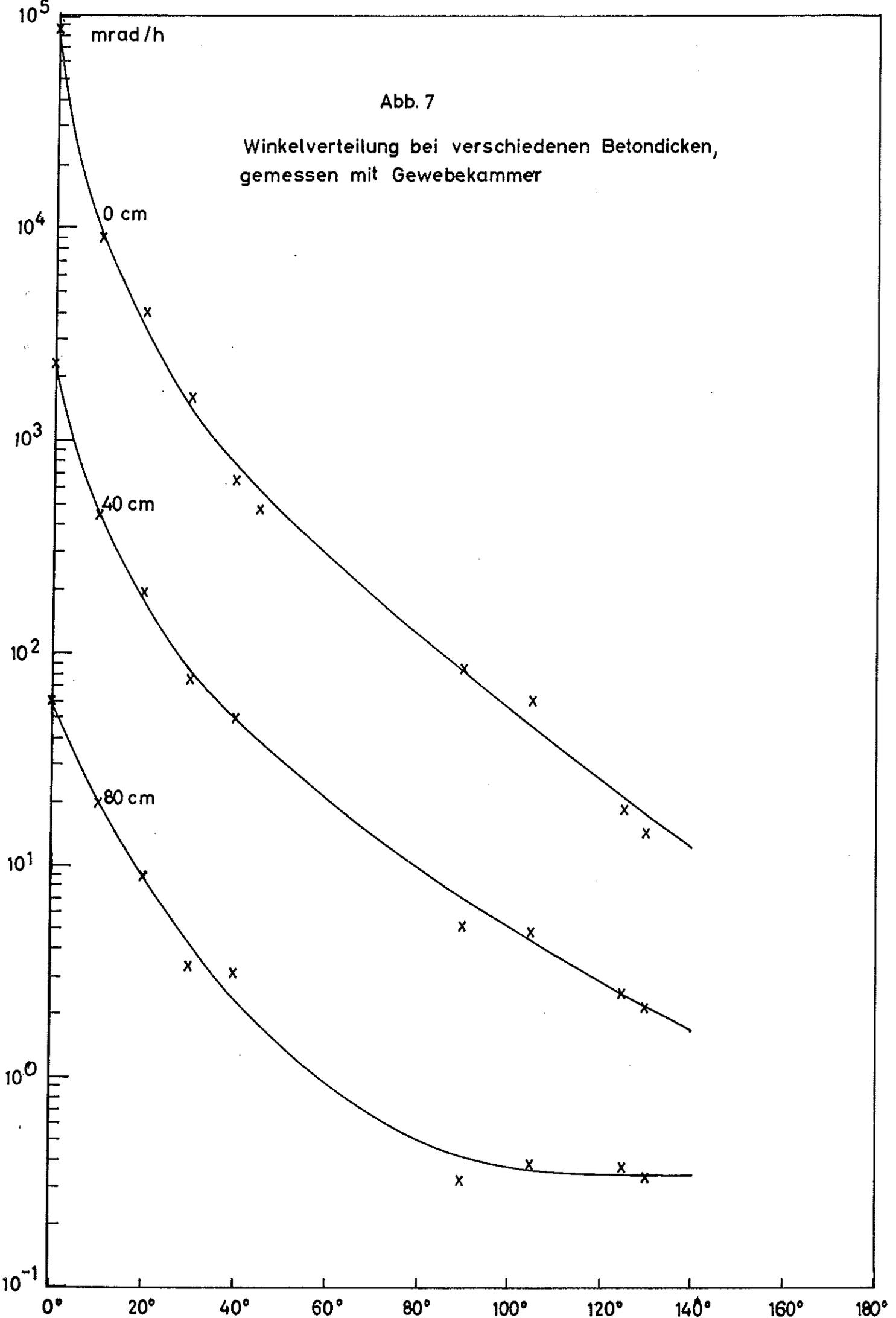


Abb. 8

Winkelverteilung bei verschiedenen Betondicken,  
gemessen mit Jordankammer

