

DESY-Bibliothek
15. AUG. 1966 ✓

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

DESY 66/18
Juli 1966
Experimente

Abschirmung hochenergetischer Elektronen :

die Neutronen- und Myonenkomponente

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1

Abschirmung hochenergetischer Elektronen :

die Neutronen- und Myonenkomponente

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

Zusammenfassung

Durch Abschirmmessungen am 4- und 6-GeV-Elektronenstrahl bei Betondicken zwischen 200 und 400 cm werden frühere Messungen erweitert. Es werden hochenergetische Neutronen und sekundäre niederenergetische Neutronen sowie die Myonenkomponente gemessen. Flußdichten, Schwächungskoeffizienten und laterale Verteilungen werden angegeben. Die experimentellen Ergebnisse stimmen mit Abschätzungen überein.

Summary

Heavy concrete shielding measurements were extended to thicknesses from 200 to 400 cm using 4- and 6-GeV electron beams. High-energy neutrons and secondary low-energy neutrons as well as muons were measured. Flux densities, attenuation coefficients, and lateral distributions are given. The experimental results agree with the estimates.

1. Einleitung

Vor einiger Zeit waren am DESY Messungen über die Abschirmung von 4,8-GeV-Bremsstrahlung mit Schwerbeton gemacht worden (1). Aus Intensitätsgründen konnte damals nur bis zu Betondicken von 160 cm gemessen werden. Nachdem der externe Elektronenstrahl zur Verfügung steht, konnten wir Messungen bei grösseren Betondicken durchführen. Dies ist besonders deswegen von Interesse, weil mit zunehmender Abschirmdicke ein Wechsel der wesentlichen Strahlungskomponenten stattfindet. Während bei dünner Abschirmung die elektromagnetische Kaskade und die Riesenresonanz-Neutronen den Hauptbeitrag zur Dosisleistung liefern, dominieren bei dicker Abschirmung die durchdringenderen Komponenten, nämlich hochenergetische Neutronen und Myonen. Zur Untersuchung des Strahlungsfeldes ist die Identifizierung der Strahlungskomponenten und die Messung der zugehörigen Dosisleistungen und Absorptionskoeffizienten wünschenswert. Da dies bisher an hochenergetischen Elektronenbeschleunigern bei großen Abschirmdicken noch nicht untersucht wurde, haben wir derartige Messungen zwischen 200 und 400 cm Schwerbeton durchgeführt.

2. Meßanordnung.

Die Messungen wurden bei Elektronenenergien von 4,0 und 6,0 GeV durchgeführt. Die Intensität des ausgelenkten Elektronenstrahls lag durchschnittlich bei $2 \cdot 10^{11}$ e/sec. Er wurde in der Experimentierhalle in einen Faraday-Käfig gelenkt, der zur Intensitätsmessung diente.

Die Dicke des aus Blei bestehenden Faraday-Käfigs betrug 40cm. Daran schloß sich eine 200 cm dicke kompakte Schwerbeton-Abschirmung an; zwischen den folgenden Abschirmsteinen aus Schwerbeton konnten die Meßgeräte in Spalten aufgestellt werden. Die laterale Verteilung in den Spalten wurde bis zu Abständen von maximal 160 cm gemessen. Die Dichte des Schwerbetons beträgt $3,7 \text{ g/cm}^3$, davon sind 50 Gewichtsprozent Eisen. Im einzelnen ist die Zusammensetzung in (1) angegeben.

3. Messungen

Zur Messung von hochenergetischen Neutronen und Protonen wird vielfach die Aktivierung von Plastik-Szintillatoren ausgenutzt (2). Eine Zusammenstellung der Wirkungsquerschnitte für die C^{12} -Aktivierung zeigt Abb. 1. An Elektronenbeschleunigern ist diese Methode im allgemeinen wegen der konkurrierenden (γ, n) -Reaktion nicht anwendbar. Im vorliegenden Falle kann man aber aus Monte-Carlo-Rechnungen (3) abschätzen, daß 20-MeV- γ -Quanten aus der elektromagnetischen Kaskade hinter so dicker Abschirmung durch Aktivierung nicht mehr nachgewiesen werden können. Es kämen daher höchstens Photonen in Frage, die z.B. durch Wechselwirkungen hochenergetischer Neutronen entstehen. Wir nehmen jedoch an, daß eine gemessene Aktivierung durch stark wechselwirkende Teilchen verursacht worden ist.

Aus Intensitätsgründen konnten wir nur hinter 200 und 240 cm Schwerbeton mit dieser Methode brauchbare Meßwert erhalten. Um aber diese

Strahlungskomponente auch bei größeren Betondicken verfolgen zu können, haben wir mit konventionellen Methoden die mit den hochenergetischen Neutronen im Gleichgewicht stehenden niederenergetischen Neutronen gemessen. Diese sind zahlreicher und auf Grund ihrer größeren Wirkungsquerschnitte leichter nachzuweisen. Da die hochenergetischen Neutronen einen wesentlich kleineren Schwächungskoeffizienten besitzen als diese Gleichgewichtsprodukte, ergibt sich aus dem gemessenen Abfall der letzteren direkt der Schwächungskoeffizient der hochenergetischen Komponente. Außerdem geben sie Aufschluß über die laterale Verteilung der hochenergetischen Teilchen. Wir haben Neutronen im Energiebereich 1 bis 10 MeV mit Kernspurfilm (Kodak Neutron Monitoring Film), im Energiebereich 1 keV bis 10 MeV mit einer Indium-Paraffin-Anordnung (die Empfindlichkeitskurve ist in {4} angegeben), und die thermischen Neutronen mit Indium-Folien gemessen.

Aus der Aktivierung der Plastik-Szintillatoren ergab sich beim 4-GeV-Elektronenstrahl nach 40 cm Blei und 200 cm Schwerbeton $(11 \pm 3) \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$, nach weiteren 40 cm Schwerbeton $(4,7 \pm 1,3) \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (alle Ergebnisse sind auf $5 \cdot 10^{11} \text{ e/sec}$ nominiert). Dabei wurden zur Verbesserung der Statistik die zwischen 0 und 90 cm über der Strahlachse liegenden Meßpunkte zusammengefaßt, da die gemessenen Aktivierungen in der Nähe der Nachweisgrenze lagen.

Den Schwächungskoeffizienten dieser Komponente erhielten wir aus dem Abfall der Sekundärneutronen bei zunehmender Abschirmung. Abb.2 zeigt diesen Abfall für die drei oben angeführten Energiebereiche. Als Schwächungskoeffizient ergibt sich etwa $0,020 \text{ cm}^{-1 \dagger}$.

Zwischen 0 und 90 cm lateralem Abstand erhält man eine Verminderung der Anzahl der Neutronen um den Faktor 2.

Bei der Elektronenenergie 6 GeV ergab sich (im Gegensatz zur Myonenkomponente, s.u.) erwartungsgemäß der gleiche Schwächungskoeffizient.

[†]) Durch die Meßpunkte haben wir im halblogarithmischen Maßstab hier und im folgenden Geraden gelegt und so die Strahlschwächung durch eine Zahl beschrieben, obwohl nicht immer ein exponentieller Abfall zu erwarten ist.

Die Dosisleistung der hochenergetischen Neutronen im Gleichgewicht mit ihren Sekundärprodukten beträgt in Strahlrichtung und hinter 200 cm Beton 5 mrem/h (umgerechnet nach {5}). Etwa die Hälfte dieser Dosisleistung wird durch die Neutronen im Energiebereich 1 keV bis 10 MeV verursacht. Die Dosisleistung der thermischen Neutronen ist zu vernachlässigen.

Die Dosisleistung ionisierender Teilchen wurde in den Meßspalten mit einer mit Argon gefüllten Ionisationskammer (Jordan Electronics) gemessen, deren Neutronenempfindlichkeit zu vernachlässigen ist. Der Schwächungskoeffizient in Strahlrichtung beträgt bei 4 GeV Elektronenenergie $0,019 \text{ cm}^{-1}$, bei 6 GeV Elektronenenergie $0,013 \text{ cm}^{-1}$ (Abb.3). Die laterale Verteilung hinter 200 cm Beton bei der Elektronenenergie 6 GeV zeigt Abb.4. Zum Vergleich ist die laterale Verteilung eingetragen, die sich aus den Kernspurfilmern ergibt. Integration der mit der Ionisationskammer gemessenen lateralen Verteilungen ergab für beide Elektronenenergien die gleichen Schwächungskoeffizienten wie in Strahlrichtung.

4. Diskussion

Die folgenden Abschätzungen sollen prüfen, wieweit die gemessenen Werte mit theoretischen Vorstellungen und anderen Meßergebnissen in Einklang stehen.

In Abb. 5 sind die Schwächungskoeffizienten für hochenergetische Neutronen zusammengestellt { 6-8 }, die ebenfalls durch Kohlenstoffaktivierung bestimmt wurden. Der von uns in etwas anderer Geometrie gemessene Wert von $0,020 \text{ cm}^{-1}$ stimmt mit diesen Werten überein. Bei der Ausmessung einer nuklearen Kaskade, die durch 24-GeV-Protonen in Schwerbeton erzeugt wurde {9}, ergab sich $0,026 \text{ cm}^{-1}$.

Zur Abschätzung des Flusses hochenergetischer Neutronen kann man von der in {4} durch Kohlenstoffaktivierung gemessenen Erzeugungsrate in Blei ausgehen. Um die nach 40 cm Blei und 200 cm Schwerbeton innerhalb eines lateralen Abstandes von 100 cm von der Strahlachse auftretenden Neutronen zu erfassen, benutzen wir nur den Anteil, der nach {4} innerhalb eines Winkels von 22° gegen die Strahlrichtung produziert wird. Bei 4 GeV Elektronenenergie sind dies $2,7 \cdot 10^9 \text{ n/sec}$ für $5 \cdot 10^{11} \text{ e/sec}$. Eine weitere

Rechnung ist aber schwierig, da infolge der Filterwirkung des Abschirmmaterials die mittlere Neutronenenergie mit zunehmender Dicke steigt und sich daher nicht ein exponentieller Abfall ergeben kann. Errechnet man aus den Meßwerten einen mittleren Schwächungskoeffizienten, wobei man nach (7) für Blei den 1,8-fachen Wert von Schwerbeton einsetzt, so ergibt sich $0,033 \text{ cm}^{-1}$, was nach Abb. 5 ein vernünftiger Wert ist.

Betrachten wir nun die mit der Ionisationskammer gewonnenen Ergebnisse. Aus der lateralen Verteilung (Abb. 4) und dem Schwächungskoeffizienten kann man schließen, daß damit die Myonenkomponente gemessen wurde.

Man erhält aus der Dosisleistung den Myonenfluß mit Hilfe der Umrechnung $1 \mu/\text{cm}^2 \text{ sec} \approx 0,11 \text{ mrad/h}$. Durch Integration erhält man hinter 200 cm Beton $5 \cdot 10^5 \mu/\text{sec}$ bzw. $1,4 \cdot 10^6 \mu/\text{sec}$ für 4 bzw. 6 GeV Elektronenenergie.

Um die gemessene Dosisleistung und die Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Elektronenenergie mit Rechnungen zu vergleichen, stützen wir uns auf die Arbeit von Clement und Kessler (10). Dort sind die Erzeugungsraten von Myonen durch Photoproduktion bei 6 GeV Elektronenenergie für einige Erzeugungswinkel angegeben. Die Dosisleistung in Strahlrichtung erhält man auf folgende Weise: Die Energieverteilung der Myonen, die in den vom Meßinstrument aufgespannten Raumwinkel fliegen, wird entnommen. Mittels des mittleren Ionisationsverlustes in Beton (11) und Blei kann man dann den Teil des Spektrums angeben, der durch eine vorgegebene Materialdicke absorbiert wird. Es ergibt sich eine Abschwächungskurve, die man in halblogarithmischer Darstellung wieder näherungsweise durch eine Gerade mit dem Schwächungskoeffizienten $0,011 \text{ cm}^{-1}$ (für 6 GeV) beschreiben kann, in guter Übereinstimmung mit den bei 6 GeV Elektronenenergie gemessenen Werten (Abb. 3). Die Dosisleistung nach 200 cm Beton errechnet sich aus dem Myonenfluß zu 350 mrad/h. Hierin ist die Streuung der Myonen im Abschirmmaterial noch nicht enthalten. Dieser Prozeß ergibt für einen dünnen Strahl als laterale Verteilung eine Gauß-Kurve, deren Streubreite im lateralen Abstand man nach (11) hinter 200 cm Beton aus dem oben errechneten Myonenspektrum zu 12 cm errechnet. Aus dem Erzeugungsprozeß allein ergibt sich ein Halbwertsradius von 5 cm, insgesamt also 13 cm. Die gemessene laterale Verteilung hat in befriedigender Übereinstimmung damit eine Streubreite von 15 cm. Durch diese Strahlaufweitung auf das Dreifache wird der oben errechnete Wert der Dosisleistung etwa auf den gemessenen Wert reduziert.

Die entsprechende Rechnung für 4 GeV Elektronenenergie läßt sich nicht einfach analog durchführen, da die Winkelverteilung des Spektrums für 4 GeV nicht vorliegt. Wir haben daher näherungsweise auf das Gesamtspektrum (integriert über alle Erzeugungswinkel) bei 6 GeV Elektronenenergie extrapoliert. Für 6 GeV Elektronenenergie ergibt sich auf diese Weise der gleiche Schwächungskoeffizient wie in Strahlrichtung. Das Gesamtspektrum bei 4 GeV Elektronenenergie erhielten wir dann unter den Annahmen, daß die Gesamtzahl der erzeugten Myonen energieproportional ist, und daß die Form des Spektrums gleich bleibt. Auf diese Weise resultiert ein Schwächungskoeffizient von $0,019 \text{ cm}^{-1}$ bei 4 GeV Elektronenenergie, wiederum in Übereinstimmung mit den Meßwerten.

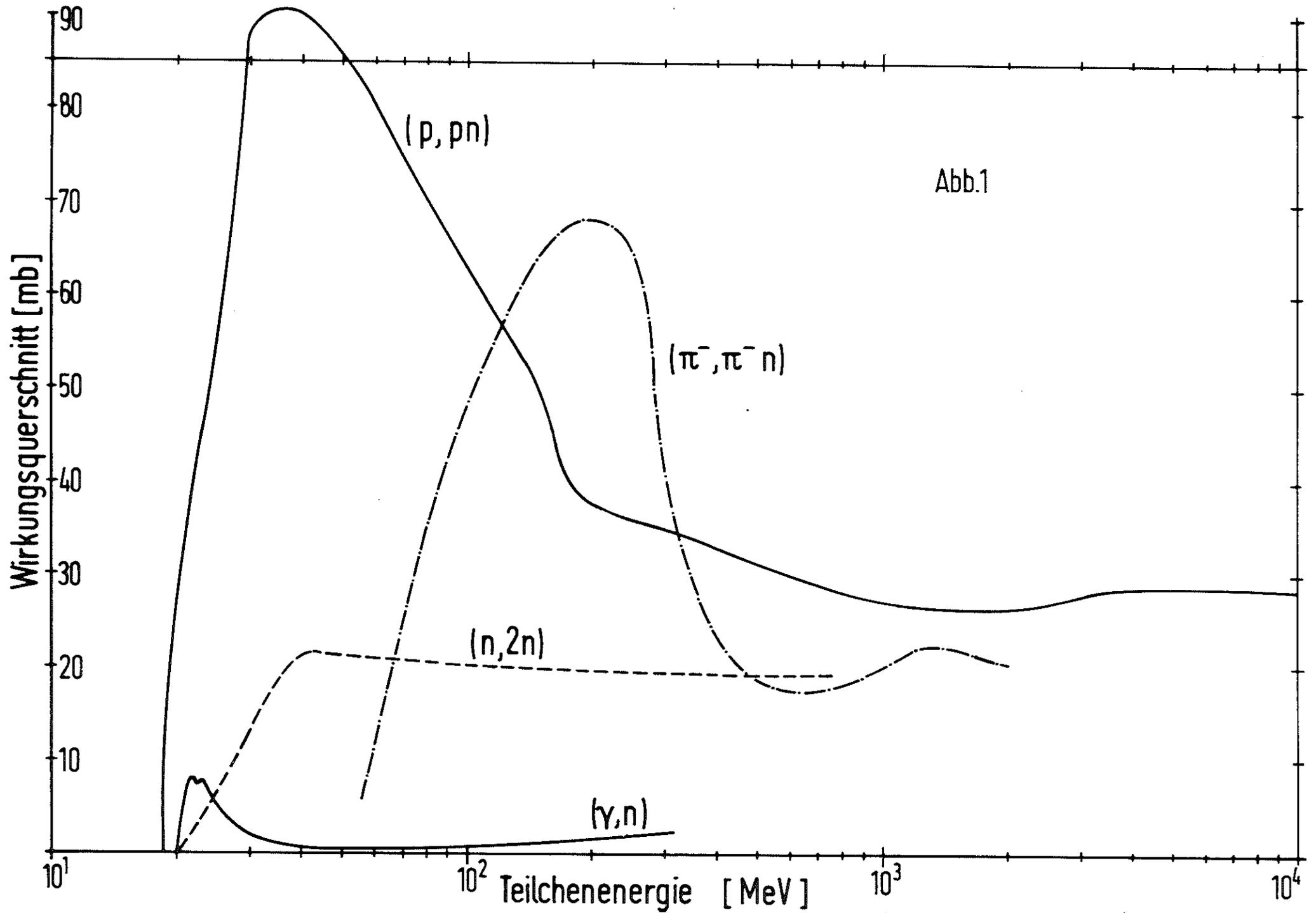
Gegenüber den durch Photoproduktion erzeugten Myonen ist bei unserem Aufbau die Zahl der durch π -Meson-Zerfall entstehenden Myonen zu vernachlässigen. Nach (10) ist das Verhältnis der Produktionsraten von π -Mesonen und Myonen in Blei kleiner als 10. Die mittlere freie Weglänge für π -Mesonen auf Grund des geometrischen Wirkungsquerschnitts in Blei beträgt 20 cm, die mittlere Zerfallsweglänge 160 m für 3-GeV- π -Mesonen. Damit ergibt sich näherungsweise nach 200 cm Beton für das Verhältnis der durch π -Zerfall entstandenen Myonen zu den direkt erzeugten Myonen ein Wert, der wesentlich kleiner als 0,2 ist.

Literatur

1. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965) 261
2. J.B. McCaslin, Health Phys. 2 (1960) 399
J.B. Cumming und R. Hoffmann, Rev. Sci. Instr. 29 (1958) 1104
3. U. Völkel, DESY-Bericht 65/6 (1965)
4. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, DESY-Bericht 66/13 (1966)
5. Recommendation of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 4, Pergamon Press 1964
6. L.N. Zaitsev, M.M. Komochkov und B.S. Sychev, Atomnaya Energiya 12 (1962) 524
V.S. Sychev, V.V. Malkov, M.M. Komochkov und L.N. Zaitsev, Atomnaya Energiya 20 (1966) 355
7. L.N. Zaitsev, P.A. Lavdanskii, V.V. Malkov und B.S. Sychev, Atomnaya Energiya 19 (1965) 303
8. H.W. Patterson, First International Conference on Shielding around High-Energy Accelerators, Paris 1962, P'Pesses Universitaires de France, Paris
9. A. Citron, L.Hoffmann und C. Passow, Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 97
10. G. Clement und P. Kessler, Nuovo Cimento 37 (1965) 876
11. B.S. Sychev und A.P. Cherevatenko, Dubna-Bericht P-2354 (1965)
12. J.E. Brolley, J.L. Fowler und L.K. Schlacks, Phys. Rev. 88 (1952) 618
13. S.D. Warshaw, R.A. Swanson und A.H. Rosenfeld, Phys. Rev. 95 (1954) 649
14. R.L. Mather und H.F. York, zitiert in Phys. Rev. 88 (1952) 739 und Phys. Rev. 80 (1950) 842
15. O.D. Brill, N.A. Vlasov, S.P. Kalinin und L.S. Sokolov, Soviet Phys. "Doklady" 6 (1961) 24
16. K.O. Oganesian, zitiert in Soviet Phys. JETP 1 (1955) 576
17. P.L. Reeder und S.S. Markowitz, Phys. Rev. 133 (1964) B 639
18. A.M. Poskanzer und L.P. Rensberg, Phys. Rev. 134 (1964) B 779
19. G. Bonnazzola, O. Borello, S. Costa und S. Ferroni, Nucl. Physics 34 (1962) 637
20. W.A. Lockstet und W.E. Stephens, Phys. Rev. 141 (1966) 1002
21. B.C. Cook, J.E.E. Baglin, J.N. Bradford und J.E. Griffin, Phys. Rev. 143 (1966) 724
G. M. Fossa, G. Riccio und C. Manfredotti, Nuovo Cimento 43 B (1966) 347

22. L.W. Jones und K.M. Terwilliger, Phys. Rev. 91 (1953) 699
23. J.B. Cumming, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 261
24. J.R. Grover und A.S. Caretto, Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 51
25. D.F. Measday, Nucl. Physics 78 (1966) 476
26. A.B. Whitehead und J.S. Foster, Can. Jour. Phys. 36 (1958) 1276
27. P.A. Benioff, Phys. Rev. 119 (1960) 316

- Abb. 1 Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von C^{11} aus C^{12} .
Literatur: (n,2n) Ref. 12-16; (π^- , $\pi^- n$) Ref. 17-18; (γ ,n)
Ref. 19-22; (p,pn) Ref. 23-24, ergänzt durch Ref. 25-27.
- Abb. 2 Flußdichten von Neutronen verschiedener Energiebereiche in
verschiedenen lateralen Abständen bei 4 GeV (normiert auf
 $5 \cdot 10^{11}$ e/sec).
Kernspurfilm : 1 - 10 MeV
In-Paraffin : 1 keV - 10 MeV
In : thermische Neutronen
- Abb. 3 Dosisleistung in Strahlrichtung bei verschiedenen Elektronen-
energien, gemessen mit Ionisationskammer (normiert auf
 $5 \cdot 10^{11}$ e/sec).
- Abb. 4 Laterale Verteilung der mit der Ionisationskammer gemessenen
Dosisleistung hinter 200 cm Beton bei 6 GeV Elektronenenergie
(normiert auf $5 \cdot 10^{11}$ e/sec). Zum Vergleich sind die Werte
der Kernspurfilm ebenfalls eingetragen.
- Abb. 5 Neutronen-Schwächungskoeffizienten von Normalbeton ($\rho=2,3 \text{ g cm}^{-3}$)
und Schwerbeton ($\rho=3,7 \text{ g cm}^{-3}$; 50% Eisen) für broad-beam-
Geometrie.



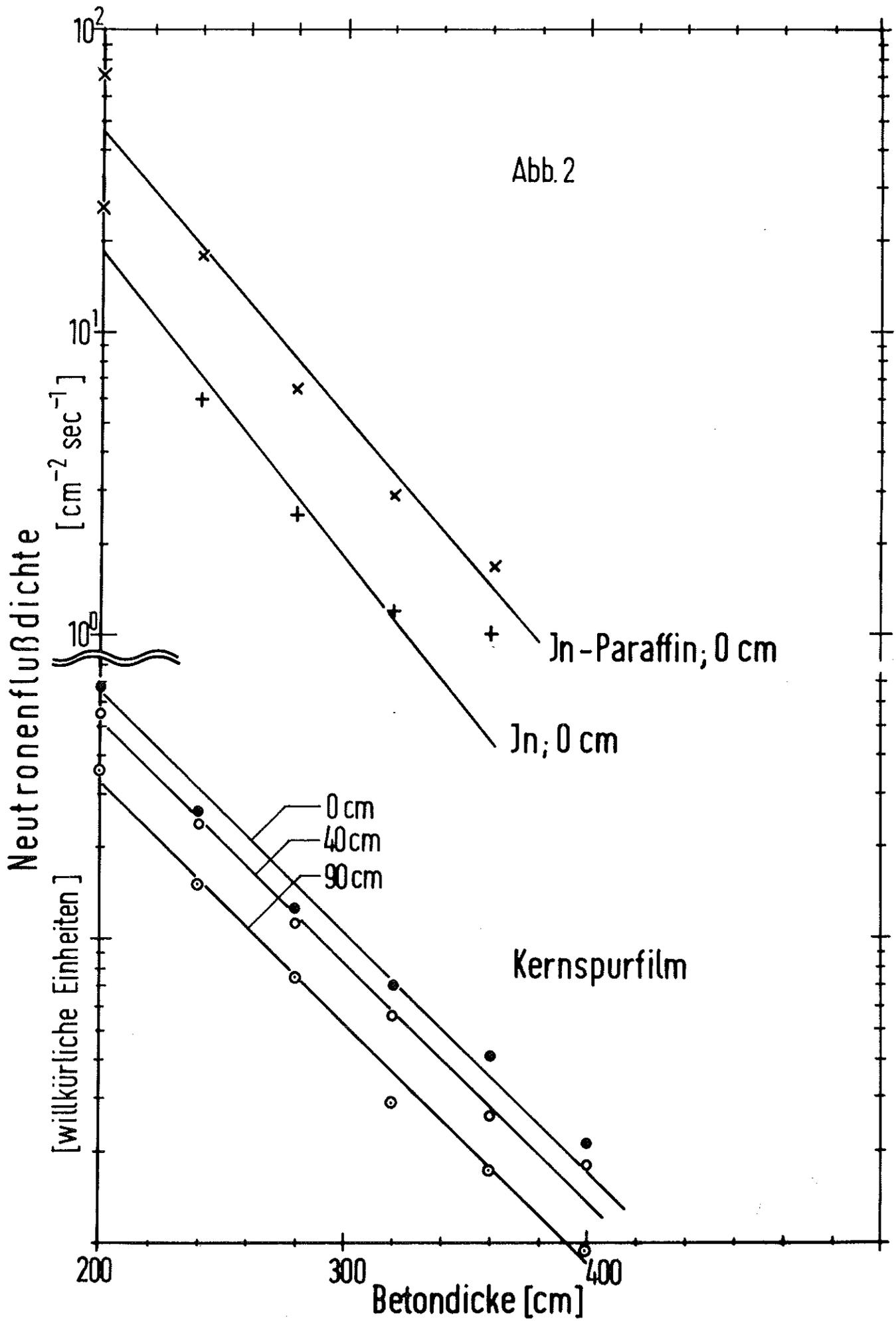


Abb.3

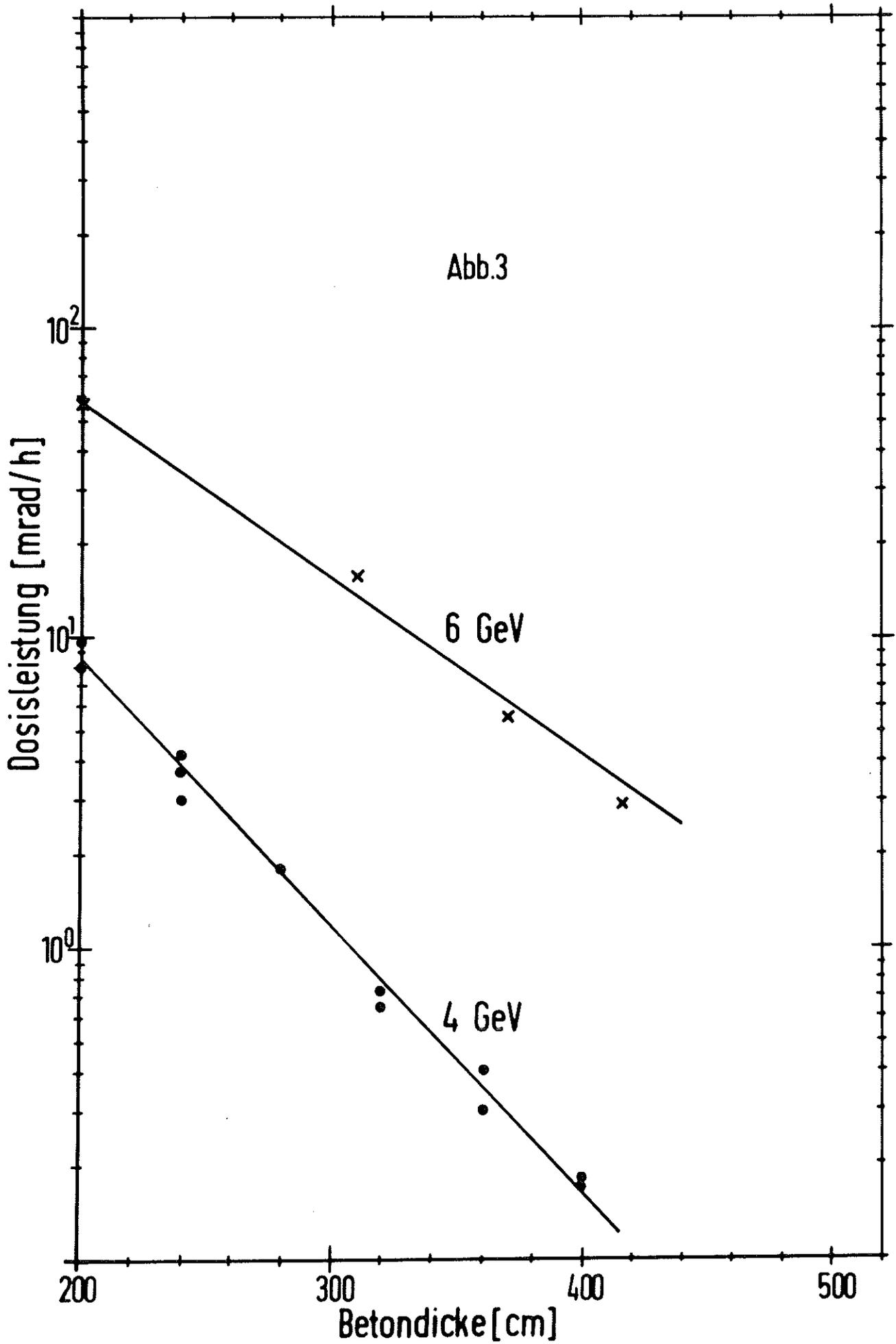


Abb.4

Ionisationskammer

Kernspurfilm

(willkürliche Einheiten)

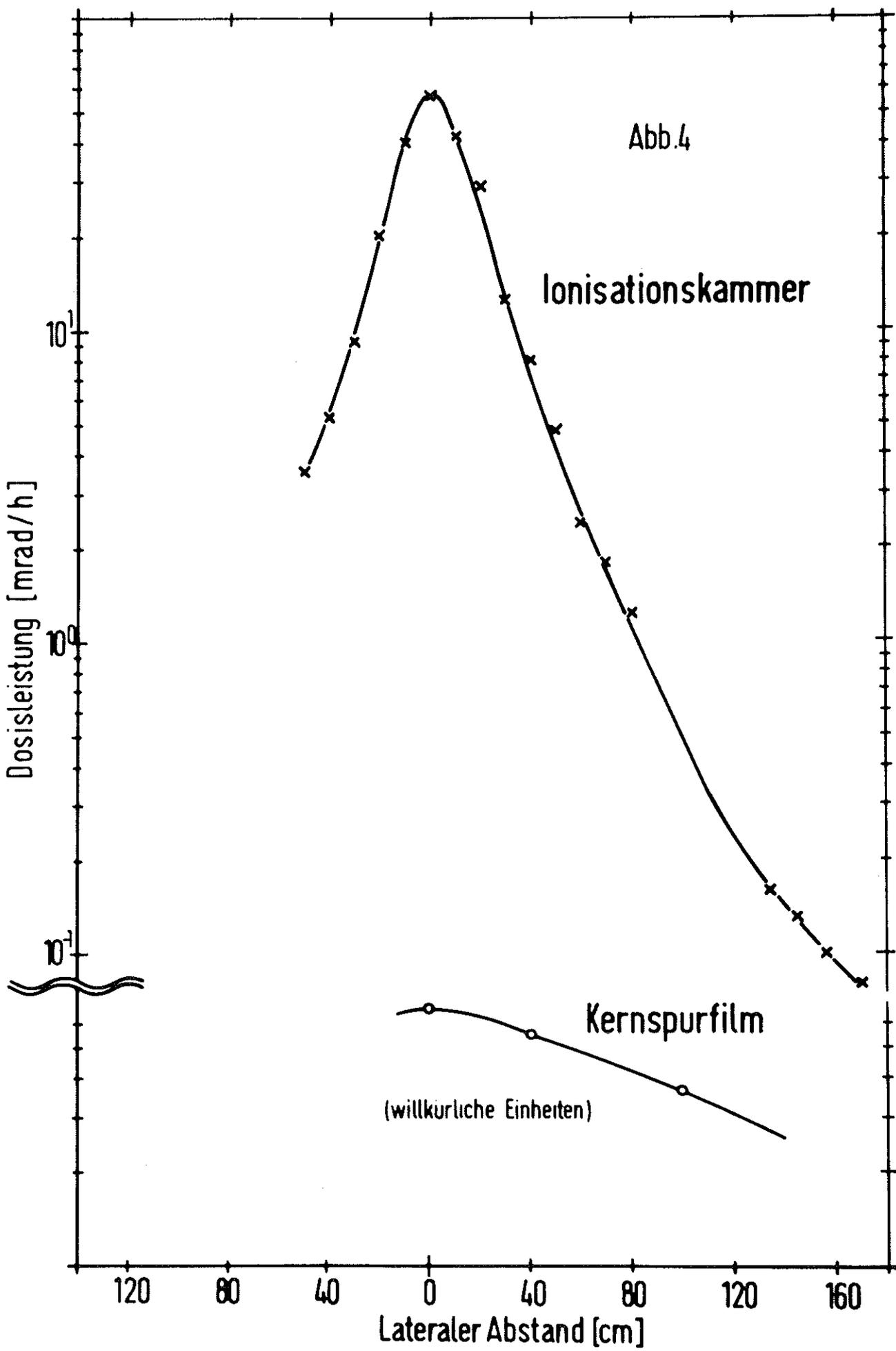


Abb.5

