

*Bibliothek*  
DESY-Bibliothek  
23. MRZ. 1966 ✓

# DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

DESY 66/3  
Februar 1966  
Experimente

Skyshine-Messungen und ihr Vergleich mit Abschätzungen  
aus der Diffusionstheorie

von

G. Bathow, U. Clausen, E. Freytag und K. Tesch

**2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1**

1030

Skyshine-Messungen und ihr Vergleich mit Abschätzungen  
aus der Diffusionstheorie

---

von

G.Bathow, U.Clausen, E.Freytag und K.Tesch

Die durch Rückstreuung an der Lufthülle verursachte Neutronenflussdichte (skyshine) wurde gemessen. Die Ergebnisse sowie Messungen an anderen Beschleunigern werden mit Abschätzungen aus der Diffusionstheorie verglichen. Die zu einer einfachen Berechnung des skyshine notwendigen Parameter werden diskutiert.

The neutron flux density caused by backscatter from the air (skyshine) was measured. The results, as well as measurements made at other accelerators, are compared with estimates obtained using diffusion theory. The parameters necessary for a straightforward calculation of skyshine are discussed.

## 1. Einleitung

Als skyshine wird die indirekte Strahlung einer Strahlenquelle bezeichnet, die nach Rückstreuung an den Atomen der Lufthülle am Erdboden gemessen werden kann. Im allgemeinen spielt dieser Effekt bei Neutronenquellen eine Rolle, die zwar seitlich, aber nicht genügend nach oben abgeschirmt werden. Daher soll im Folgenden unter skyshine die Rückstreuung von Neutronen verstanden werden.

Erstmals gemessen wurde diese Erscheinung an den grossen Protonenbeschleunigern (Cosmotron, Bevatron), als die Abschirmungen über den Targetbereichen noch dünn waren <sup>1), 2)</sup>. Protonenbeschleuniger sind eine intensive Quelle niederenergetischer Neutronen, da hauptsächlich diese das Endprodukt der nuklearen Kaskade darstellen, die durch Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit Materie entsteht. Auch Elektronenbeschleuniger erzeugen Neutronen mit Energien von einigen MeV, hauptsächlich durch den ( $\gamma, n$ )-Prozess in der Riesenresonanz, während Neutronen mit Energien über 25 MeV nur etwa 10 % der Riesenresonanzneutronen ausmachen. Messungen des durch niederenergetische Neutronen hervorgerufenen skyshine sind inzwischen an einer Reihe von Beschleunigern durchgeführt worden <sup>3)-7)</sup>. Die Ergebnisse findet man meist in internen Berichten oder Konferenzberichten.

Es schien uns daher nützlich, aus Anlass von skyshine-Messungen am DESY nicht nur über die eigenen Ergebnisse zu berichten, sondern auch die Ergebnisse anderer Autoren zu einem Vergleich mit Abschätzungen aus der Diffusionstheorie heranzuziehen. Es wird sich zeigen, dass sich der skyshine näherungsweise berechnen lässt, wenn die Erzeugungsrate der Neutronen bekannt ist.

## 2. Messanordnung

Beim DESY ist der Beschleuniger nach oben durch 60 cm Beton und 250 cm Erdreich hinreichend abgeschirmt. Die Experimentierhallen sind jedoch nur mit einem dünnen Aluminiumdach überdeckt, und die in die Hallen geführten externen Strahlen enden daher normalerweise in einer Strahlenfalle aus Beton. Zur Messung des skyshine wurde ein Target frei in der Halle I in Strahlhöhe ( 170 cm über dem Hallenboden ) aufgestellt. Der Abstand von Betonaufbauten betrug mindestens 6 m. Die Sandwälle schirmten die direkte Strahlung nach aussen ab (s. Abb.1).

Ein Elektronenstrahl der Energie 4 GeV wurde auf ein Aluminiumtarget von 20 cm Durchmesser gelenkt. Die Länge des Targets ( 130 cm ) war so bemessen, dass die Teilchenzahl in der elektromagnetischen Kaskade auf weniger als 1 % ihres Maximalwertes abfiel. Mit diesen Abmessungen erhält man eine optimale Erzeugungsrate von Neutronen.

Die durchschnittliche Intensität des Elektronenstrahls betrug  $1,8 \cdot 10^{11}$  Elektronen/sec. Sie wurde mit einem Sekundäremissionsmonitor gemessen.

Die Abstände der Messpunkte vom Target lagen zwischen 55 und 545 m (s. Abb.1). Bei den meisten Messpunkten genügte eine Integrationszeit von 2 bis 5 Minuten.

## 3. Messgeräte

Für die Messung der skyshine-Neutronenflussdichte sind Geräte erforderlich, die richtungsunabhängig und im interessierenden Bereich energieunabhängig sind. Wie bereits in der

Einleitung erwähnt, liegt die mittlere Energie der von Elektronen bzw. Gammastrahlen in einem dicken Target erzeugten Neutronen in der Größenordnung 1 MeV. Der Anteil von Neutronen mit Energien über 25 MeV an der Gesamtzahl der erzeugten Neutronen ist am DESY gemessen worden <sup>8)</sup>. Er beträgt bei einem dicken Aluminiumtarget ca. 0,13, bei Kupfer oder Blei ca. 0,05. Wir beschränken uns daher im wesentlichen (s. Abschnitt 4) auf die Messungen von Neutronen mit Energien unterhalb von 10 MeV. Hierfür verwendeten wir folgende Geräte:

1. Zwei Szintillationszähler mit  $\text{Li}^6\text{J}(\text{Eu})$ -Kristallen. Die Kristalle waren von Polyäthylenkugeln mit Aussendurchmessern von 30 cm bzw. 9 cm umgeben. Aus der Kombination dieser Zähler, deren Empfindlichkeitskurven <sup>10)</sup> in Abb.2 angegeben sind, erhält man folgende Informationen:

a) Neutronenflussdichte

In Abb.2 ist die Empfindlichkeitskurve aufgetragen, die man bei der dort angegebenen Kombination der Zählraten beider Szintillationszähler erhält. Sie ist zwischen 10 eV und 8 MeV innerhalb  $\pm 10\%$  energieunabhängig. Die Eichung dieser Zählerkombination mit einer Po-Be-Neutronenquelle ergab eine Empfindlichkeit von 0,20 (Imp/sec)/(n/cm<sup>2</sup>sec).

b) Dosisleistung

Die Empfindlichkeitskurve der 30-cm - Kugel ist so beschaffen, dass die Anzeige in rem geeicht werden kann <sup>10)</sup>. Die Eichung ergab 1,1 (Imp/sec)/(mrem/h).

c) Mittlere Neutronenenergie

Das Verhältnis der Zählraten beider Zähler ändert sich im Bereich von 10 keV bis 2 MeV besonders stark (Abb.2).

In diesem Bereich lässt sich daraus näherungsweise eine mittlere Energie angeben.

2. Ein  $\text{BF}_3$ -Zählrohr in einer Polyäthylen-Hohlkugel von 28,4 cm Durchmesser und 7 cm Wandstärke mit einer Cd-Ummantelung wurde wegen der grösseren Empfindlichkeit zusätzlich zur Messung der Flussdichte benutzt. Nach Messungen von Ladu et al. <sup>11)</sup> ist die Empfindlichkeit des Zählers richtungsunabhängig und näherungsweise energieunabhängig im Bereich von 20 keV bis 14 MeV. Die Eichung ergab  $0,96 \text{ (Imp/sec)/(n/cm}^2 \text{ sec)}$ .

Die Gammaempfindlichkeit der Messgeräte wurde geprüft; sie kann auch im gepulsten Strahlungsfeld des Beschleunigers vernachlässigt werden.

#### 4. Messergebnisse

Die mit den beschriebenen Geräten gemessene Neutronenflussdichte zeigte erwartungsgemäss eine isotrope Winkelverteilung. Deswegen sind die Messwerte in Abhängigkeit nur vom Abstand in Abb. 3 eingetragen (linke Skala). Sie wurden auf einen einfallenden Elektronenstrom von  $5 \cdot 10^{11} \text{ e/sec}$  normiert. Die gemessene Dosisleistung zeigt die rechte Ordinate.

Die aus den Zählraten der beiden Szintillationszähler bestimmte mittlere Energie der Neutronen betrug etwa 0,2 MeV unabhängig von der Entfernung. Die Methode zur Bestimmung der mittleren Energie ist jedoch recht ungenau, da sich bei den hier verwendeten Kugeldicken die Zählraten im betrachteten Energiebereich sehr stark mit dem Kugeldurchmesser ändern. Der angegebene Wert ist daher nur bis auf einen Faktor 2 genau.

Zusätzlich wurde versucht, Neutronen mit Energien oberhalb von 20 MeV durch die Reaktion  $C^{12}(n, 2n)C^{11}$  mit Plastikszintillatoren zu messen. Bei 130 m Entfernung ergab sich ein Messwert, der 30 % der niederenergetischen Neutronenflussdichte entsprechen würde. Über die Entfernungsabhängigkeit liessen sich wegen der geringen Aktivierung der Szintillatoren keine Aussagen machen. Ausserdem kann eine Aktivierung durch hochenergetische Gammastrahlung nicht ausgeschlossen werden, da in dieser Entfernung die mit einer Ionisationskammer gemessene Gamma-Dosisleistung 2 mrem/h betrug.

### 5. Theoretische Betrachtungen

Betrachtet man die Ausbreitung der Strahlung einer Neutronenquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium, in dem die Neutronen isotrop im Laborsystem und ohne Energieabgabe gestreut werden, so liefert die Diffusionstheorie für die Neutronenflussdichte in der Entfernung  $r$  den Ausdruck <sup>9)</sup>

$$\phi(r) = q \left( \frac{e^{-\Sigma_t r}}{4\pi r^2} \mathcal{E}(r, c) + K \frac{e^{-k_o r}}{4\pi r} \right) \quad (1)$$

Hierbei bedeuten

- $q$  die Quellstärke (Zahl der Neutronen pro Zeiteinheit)
- $\Sigma_t$  den makroskopischen totalen Wirkungsquerschnitt
- $c = \Sigma_s / \Sigma_t$  das Verhältnis des makroskopischen Streuquerschnitts  $\Sigma_s$  zum makroskopischen totalen Wirkungsquerschnitt;  $c \approx 0,97$  für Luft und Neutronen mit der Energie von etwa 1 MeV
- $\mathcal{E}(r, c)$  eine Funktion der Grössenordnung 1, die für kleine  $r$  gegen 1 geht
- $K = K(c)$  eine Funktion von  $c$ , die in dem hier interessierenden Bereich ( $c \geq 0,6$ ) mit ausreichender Genauig-



keit numerisch mit  $c$  gleichgesetzt werden kann.

$K$  bezeichnet den Bruchteil der Neutronen, die im zweiten Term der Gl.(1) beschrieben werden.

$k_0$  die reziproke Diffusionslänge, die sich näherungsweise nach der Formel berechnet

$$k_0 \approx \sum_t ((3 + 9c - 12c^2) / 5)^{1/2} \quad (2)$$

$D$  den Diffusionskoeffizient, der näherungsweise dargestellt werden kann als

$$D \approx (1/3 \sum_t) \cdot (9-4c) / 5 \quad (3)$$

Die Funktionen  $\epsilon$ ,  $K$ ,  $k_0$  und  $D$  sind dargestellt bei Case et al.<sup>9)</sup>.

Der erste Term der Gl.(1) stellt für kleine  $r$  ( $\epsilon \approx 1$ ) die ungestreuten Neutronen dar (direkte Strahlung). Für grosse  $r$  ist er gegenüber dem zweiten Term zu vernachlässigen.

Bisher wurde der Fall der Streuung im unendlich ausgedehnten Medium betrachtet. Tatsächlich befindet sich die Neutronenquelle an der Grenzfläche zweier Medien, Luft und Erde. Da die Berechnung dieses Problems sehr viel schwieriger ist, kann man nach Lindenbaum<sup>1)</sup> den Einfluss des Erdbodens näherungsweise durch Verkleinerung der Grösse  $c$  berücksichtigen, d.h. der Absorptionsanteil am totalen Wirkungsquerschnitt wird auf Kosten des Streuanteils vergrössert. Für den Erdboden als idealen Absorber wäre nämlich 0,5 ein plausibler Näherungswert für  $c$ , da dann Absorption und Streuung in Erdnähe gleich wahrscheinlich wären. Da aber die Albedo des Erdbodens 0,5 bis 0,8 beträgt, ist ein mittleres  $\bar{c}$  von 0,7 bis 0,9 zu erwarten.

Für den üblichen Fall, bei dem die direkte Strahlung der Neutronenquelle zum Meßort abgeschirmt wird, entfällt der erste Term der Gl.(1) auch für kleine Entfernungen. Damit ergibt sich die

Dichte des als skyshine bezeichneten Neutronenflusses zu

$$\phi(r) = q \bar{c} \frac{e^{-k_0 r}}{4 \pi D r}, \quad (4)$$

wobei für ein gegebenes  $\bar{c}$  sich  $k_0$  und  $D$  aus (2) und (3) errechnen.

## 6. Auswertung der Messungen

### a) Eigene Messungen

Um die Diffusionstheorie in möglichst einfacher Weise auf das vorliegende Problem anwenden zu können, ist der Wert für  $\bar{c}$  aus Meßwerten zu entnehmen. Dazu bestimmt man aus den Meßkurven den Wert von  $k_0$ , ermittelt  $\Sigma_t$  für Luft aus der mittleren Energie und berechnet  $\bar{c}$  aus der Gl.(2).

Aus Abb.3 ergibt sich  $1/k_0 = 140$  m. Die gemessene mittlere Neutronenenergie am Meßort (ca. 0,2 MeV) ist sicherlich zu niedrig. Die mittlere Energie der entstehenden Neutronen dürfte bei 1 MeV liegen<sup>(10)</sup>. Beim Streuvorgang in Luft bleibt die Energie der Neutronen nicht erhalten, wie in der Theorie vorausgesetzt, sondern verringert sich nach jeweils fünf Stößen um den Faktor 2. Es wird daher mit einer mittleren Energie von 0,5 MeV gerechnet. Der makroskopische totale Wirkungsquerschnitt ist dann  $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ , und es ergibt sich  $\bar{c} = 0,88$  und  $D = 28$  m.

Für die Berechnung des Quellterms  $q$  muss die Zahl der erzeugten Neutronen pro einfallendes Elektron bekannt sein. Neuere Messungen am DESY<sup>(8)</sup> ergaben für Aluminium 0,52 Neutronen pro 4-GeV-Elektron. Berechnet man mit diesen Werten die Neutronenflussdichte beispielsweise in 180 m Entfernung, so ergibt sich  $100 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ .

Der gemessene Wert (s. Abb.3) ist  $60 \text{ n/cm}^2\text{sec}$ . Berücksichtigt man, dass die Voraussetzungen der Theorie (kein Energieverlust bei Streuung, unendlich ausgedehntes Medium) nur ungenügend erfüllt sind und mit einem angepassten  $\bar{c}$  gerechnet werden muss, so ist die Übereinstimmung der errechneten und gemessenen Absolutwerte befriedigend. Zudem muss der gemessene Wert kleiner sein als der errechnete, da die Abschirmung, die den direkten Anteil eliminiert, auch einen Bruchteil der gestreuten Strahlung absorbiert (ein gelegentlich eingeführter Geometriefaktor  $< 0,5$  ist entsprechend den theoretischen Betrachtungen nicht gerechtfertigt).

b) Vergleich mit Messungen an anderen Beschleunigern

Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der Ergebnisse verschiedener Autoren. Die Meßkurven wurden jeweils nach Gl.(4) angepasst und mit dem so gewonnenen  $k_0$  und den angegebenen mittleren Energien die Werte für  $\bar{c}$  und D berechnet.

Man sieht, dass der Wert von  $\bar{c}$  für alle Messungen ungefähr gleich ist; es ergibt sich ein Mittelwert von  $0,85 \pm 0,04$ . Die den Abfall der Neutronenflußdichte bestimmende Grösse  $1/k_0$  beträgt für 1-MeV-Neutronen etwa 140 m, für 10-MeV-Neutronen etwa 300 m. Die Werte für die Diffusionskonstante D zeigen, dass für sie mit hinreichender Genauigkeit die Näherungsformel

$$D \approx 1/3 \Sigma_t \quad (5)$$

angewendet werden kann.

Die höhere mittlere Neutronenenergie der CERN-Messung ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass hier im Gegensatz zu den Messungen an den anderen Protonenbeschleunigern das Target (Wassertank) nicht nach oben abgeschirmt war.

## 7. Zusammenfassung

Es hat sich gezeigt, dass es möglich ist, den durch Neutronen mit Energien unter 10 MeV erzeugten skyshine auf einfache Weise durch die Diffusionstheorie zu beschreiben, wenn man den Einfluss des Erdbodens näherungsweise durch die Wahl der Konstanten  $\bar{c}$  berücksichtigt. Als allgemein brauchbar kann hierfür der Wert 0,85 angenommen werden. Wenn die Erzeugungsrate und die mittlere Energie der Neutronen (und damit der mittlere totale Wirkungsquerschnitt) bekannt ist, kann mit Hilfe der Formeln (4), (5) und (2) die Flussdichte berechnet werden. Für die mittlere Energie sollte dabei die halbe mittlere Energie am Entstehungsort eingesetzt werden, um näherungsweise die Energieverluste bei der Luftstreuung zu berücksichtigen. Bei Beschleunigern, die ein kontinuierliches Neutronenspektrum erzeugen, gibt Tabelle 1 einen Anhaltspunkt für die mittlere Energie. Ist die Erzeugungsrate hinreichend genau bekannt, sollte der skyshine bis auf einen Faktor 2 genau berechnet werden können.

Literatur:

1. S.J. Lindenbaum, Conference on shielding of high-energy accelerators, TID-7545 (1957), Oak Ridge, Tenn.  
S.J. Lindenbaum, Ann.Rev.Nucl.Sci. 11 (1961) 213  
S.J. Lindenbaum, First international conference on shielding around high-energy accelerators, Paris, Presses Universitaires de France (1962)
2. E.J. Moyer, First international conference on shielding around high-energy accelerators, Paris, Presses Universitaires de France (1962)
3. M. Ladu, M. Pelliccioni und L. Rotondi, Energia nucleare 12 (1965) Nr. 2, p. 1
4. R.H. Thomas, K.B. Shaw, P. Simpson und J.F. MacEwan, NIRL/M/30 (1962), Rutherford High Energy Laboratory, Harwell
5. V.N. Lebedev, L.S. Zolin und M.I. Salatskaya, Vereinigtes Kernforschungsinstitut Dubna, P-2177 (1965)
6. P. Tardy-Joubert und H. de Kerviler, Centre d'Etudes Nucléaire de Saclay, CEA 2303 (1963)
7. A. Rindi und J. Baarli, CERN, Internal Report DI/HP/19 (1963)
8. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, DESY (erscheint demnächst)
9. K.M. Case, F. de Hoffmann und G. Placzek, Introduction to the theory of neutron diffusion, Vol.I, Los Alamos Scientific Laboratory (1953)  
B.T. Price, C.C. Horton und K.T. Spinney, Radiation shielding, Pergamon Press (1957)

Literatur (fortges.)

10. R.L. Bramblett, R.J. Ewing und T.W. Bonner, Nucl. Instr. and Meth. 9 (1960) 1  
D. Nachtigall und F. Rohloff, Nukleonik 6 (1964) 330
11. M. Ladu, M. Pelliccioni und E. Rotondi, Nucl. Instr. and Meth. 23 (1963) 173
12. Shielding for high-energy electron accelerator installations, National Bureau of Standards Handbook 97 (1964)

- Abb. 1      Lageplan des DESY. Eingezeichnet sind die Lage des Targets in Halle 1 und der Meßorte.
- Abb. 2      Energieabhängigkeit von Szintillationszählern in Polyäthylenkugeln mit zwei verschiedenen Durchmessern. Die angegebene Kombination beider Zähler ist zwischen 10 eV und 8 MeV weitgehend energieunabhängig. Das Verhältnis der Zählraten beider Zähler wird an der rechten Skala abgelesen.
- Abb. 3      Gemessene Neutronenflußdichten in Abhängigkeit vom Abstand. Die eingetragenen Fehlergrenzen sind die statistischen Fehler der Zählraten. Die ausgezogene Kurve ergibt den Parameter  $1/k_0 = 140$  m. Zum Vergleich ist die bei 180 m angepasste Kurve  $a/r^2$  gestrichelt eingetragen.
- Tab. 1      Zusammenstellung der an verschiedenen Beschleunigern durchgeführten skyshine-Messungen.

Tabelle 1

	Strahl	Energie (GeV)	Abstand (m)	$1/k_0$ (m)	mittl. Energie (MeV)	$\sum t$ ( $m^{-1}$ )	$\bar{c}$	D (m)
Frascati (3)	e	1,1	50 - 200	100	0,25 - 0,4	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,86	22
DESY	e	4,0	50 - 550	140	0,5	1,3	0,88	28
Harwell (4)	p	0,03	30 - 300	140	0,7	1,2	0,86	31
Dubna (5)	p	10	100 - 500	140	0,7 - 3,0	1,0	0,81	37
Saclay (6)	p	3	50 - 600	135	0,9 - 4,0	1,0	0,77	39
CERN (7)	p	0,6	80 - 1500	300	10	0,68	0,91	53



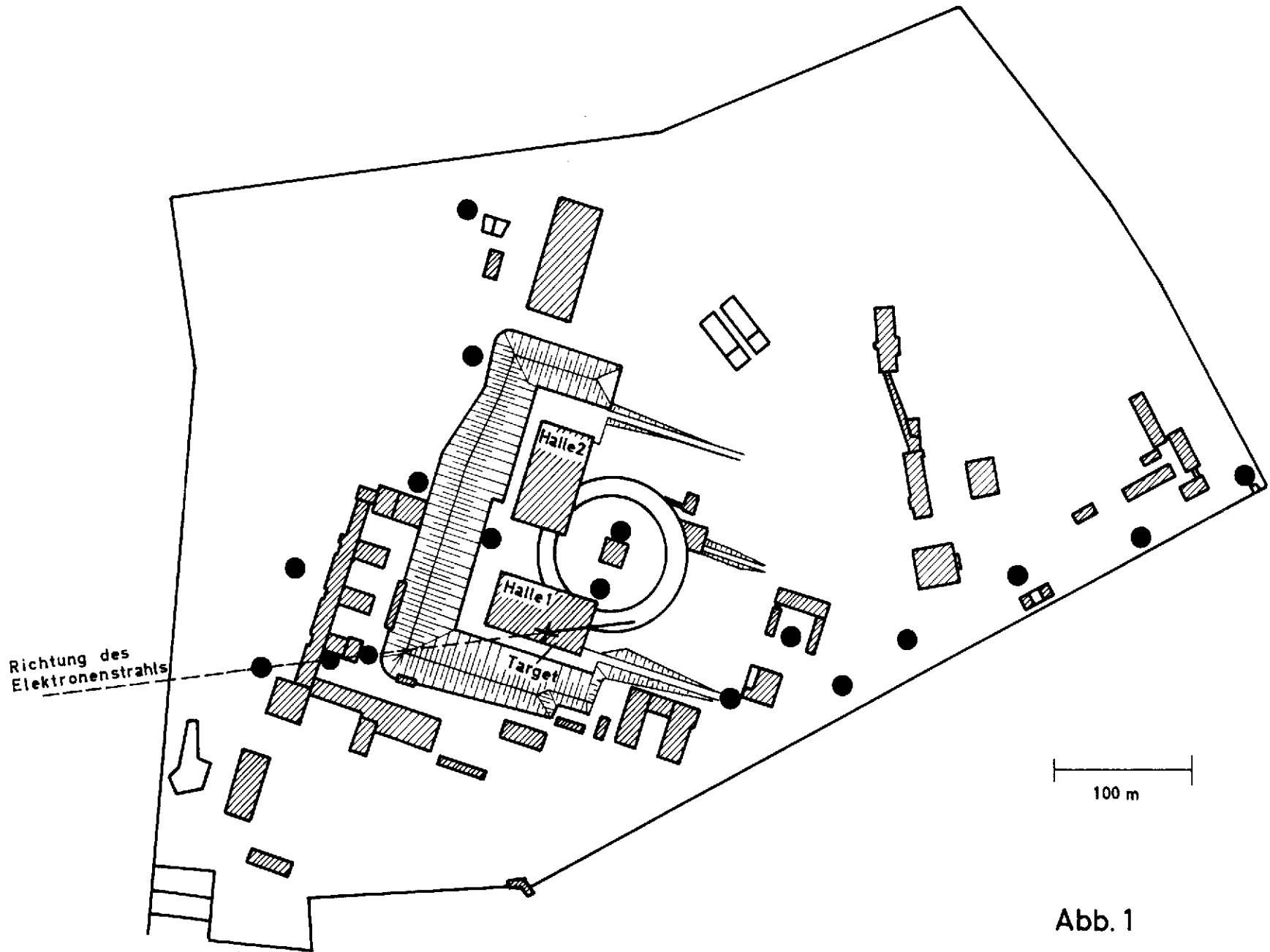


Abb. 1

Abb. 2

Zählrate Z  
(willkürliche Einheiten)

$\frac{Z(9\text{cm}\phi)}{Z(30\text{cm}\phi)}$

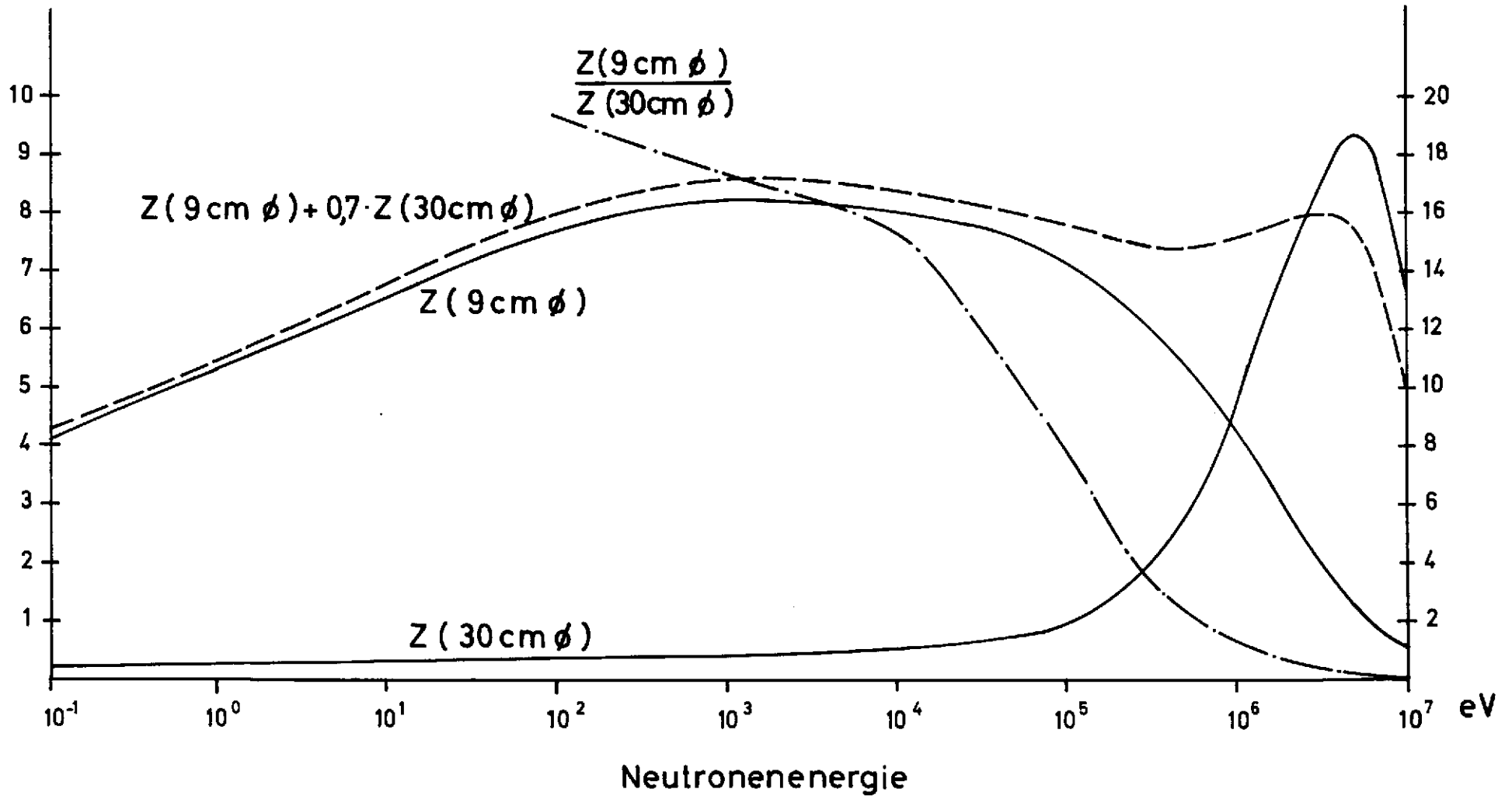


Abb. 3

